PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 10 — 15. Mai 1928 — 29. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 12 am 10. Juni 1928

INHALT:

Originalmitteilungen:

A. Gyemant, Zur Frage der starken Elektrolyte. S. 289.

W. Kast, Über die Grenzflächenwirkung in anisotropen Flüssigkeiten. S. 293.

O. Martienssen, Eine neue Methode zur Dämpfung der Schwingungen eines Kreiselkompasses. S. 295.

H. Lorenz, Wandrauhigkeit und Wärmeaustausch in der Strömungslehre. S. 301.

V. Weißkopf, Zur Berechnung der Schallenergie. S. 302.

J. Tagger, Versuche über Reibungselektrizität. II. S. 304.

O. Devik, Ein Accelerograph für das Praktikum. S. 308.

Vorträge und Diskussionen des IV. Deutschen Physikertages in Kissingen vom 18.—24. September 1927:

P. Selényi, Ionen und Elektronen in der Vakuumglühlampe. S. 311.

Besprechungen:

A. C. Elsbach, Der Lebensgehalt der Wissenschaften. S. 318.

K. Faigl, Ganzheit und Zahl. S. 319.

Tagesereignisse. S. 320.

Berichtigung. S. 320.

Personalien. S. 320.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Frage der starken Elektrolyte.

(Mitteilung aus der Forschungsabteilung des Kabelwerks der Siemens-Schuckertwerke A.-G. Berlin-Siemensstadt.)

Von A. Gyemant.

I. Einleitung.

Die Untersuchung hochohmiger Flüssigkeitswiderstände für technische Zwecke[1]) führte mich zu einigen Fragen, die auch vom rein physikalischen Standpunkt von Interesse sind. Sie mögen hier in Kürze erörtert werden. Es handelt sich bei diesen Widerständen um Lösungen starker Elektrolyte in Lösungsmitteln von sehr geringer Dielektrizitätskonstante (herunter bis 3,5). Da solche Lösungen einen spezifischen Widerstand haben, welcher auf ganz anderem Größenordnungsgebiet liegt als der von wäßrigen oder sonst untersuchten organischen Lösungen (DK herunter bis 20), so bieten sich mancherlei experimentelle Möglichkeiten, welche nur auf diesem Gebiet ohne Schwierigkeit ausführbar sind. Andererseits lassen diese Versuche Schlüsse zu, welche die Erfahrungen über starke Elektrolyte in wäßrigen Lösungen von einer ganz anderen Seite erleuchten bzw. ergänzen. Die Frage nach der Natur der starken Elektrolyte ist aber durch die Untersuchungen von Debye[2]) dann neuerdings von Nernst[1]) sowie von M. Wien[2]) stark in den Vordergrund gerückt, so daß auch dieser Beitrag seine Berechtigung haben dürfte.

Um das Wesentliche vorweg zu nehmen, handelt es sich um folgendes. Messungen der Abhängigkeit der Leitfähigkeit der oben erwähnten Lösungen von der Feldstärke bei hohen Feldern stehen in gutem Einklang mit den entsprechenden Befunden von Wien an gut leitenden Lösungen. Stellt man sich auf den Standpunkt von Joos[3]), so würde das bedeuten, daß die starken Elektrolyte auch in diesen extrem schlecht leitenden Lösungen vollständig dissoziiert sind. Die Messungen über die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der D. K. des Lösungsmittels lassen sich andererseits mit Hilfe des Massenwirkungsgesetzes zufriedenstellend wiedergeben. Die Auflösung dieses Widerspruches wird wahrscheinlich darin bestehen, daß man bei den starken Elektrolyten mit dem Vorhandensein von verbundenen Ionenpaaren zu rechnen hat, deren Konzentration durch die der freien Ionen nach dem Massenwirkungsgesetz geregelt wird, daß aber dieselben nicht als undissoziierte Molekeln in chemischem Sinne zu betrachten sind, vielmehr als eng zusammenliegende, als assoziierte

1) Zeitschr. f. techn. Phys. **8**, 491, 1927; Wiss. Veröff. d. Siem.-Konz. **6**, H. 2, 58, 1928.

2) Physik. Zeitschr. **24**, 185 u. 305, 1923.

1) Vortrag auf der Deutschen Bunsengesellschaft, Dresden, Mai 1927.

2) Ann. d. Phys. (4) **83**, 327, 1927; Physik. Zeitschr. **28**, 834, 1927.

3) Joos und Blumentritt, Physik. Zeitschr. **28**, 836, 1927.

Ionen, wie dies von Nernst und auch von N. Bjerrum[1]) angenommen wird. Daß solche Ionenpaare in hohen Feldern zur Leitfähigkeit beitragen, ist durchaus möglich.

Im einzelnen gestalten sich die Versuchsergebnisse folgendermaßen.

II. Der Wieneffekt.

Über die diesbezüglichen Versuche ist ausführlich in einer anderen Arbeit[2]) berichtet, auf welche in betreff der experimentellen Einzelheiten hingewiesen werden soll. Mittels gleichgerichteter Hochspannung sind Stromspannungskurven aufgenommen worden. Die Widerstände sind so hoch und dementsprechend die Ströme und die entwickelte Wärme so gering, daß auch bei einem Stromdurchgang von einer Minute Dauer die Temperaturerhöhung höchstens einige Grade beträgt. Gleichzeitig ist es gelungen, Mischungen von verschwindend geringem Temperaturkoeffizienten herzustellen, so daß auch die paar Grade Temperaturerhöhung auf den Widerstandswert ohne Einfluß waren. Aus den Messungen können folgende Schlüsse gezogen werden.

1. Das Anwachsen der Leitfähigkeit mit der Feldstärke ist linear. Der allererste Anstieg könnte vielleicht quadratisch sein, infolge der Streuung der Werte läßt sich dies jedoch nicht mit Sicherheit entscheiden.

2. Die Erhöhung der Leitfähigkeit beträgt 1—2 Proz. pro kV/cm, also ziemlich viel.

3. Anscheinend nimmt der Effekt mit abnehmender Ionenkonzentration zu.

Alle 3 Beobachtungen stehen im Einklang mit den von Wien gefundenen Tatsachen, so daß es sich höchstwahrscheinlich um dieselbe oder zumindest um eine sehr ähnliche Erscheinung handelt.

Da uns zunächst die Möglichkeit einer Aufspaltung von Molekeln, also eine Zunahme der Ionenkonzentration, wahrscheinlich schien, so haben wir durch einen besonderen Versuch diese Frage entschieden. Es wurde nämlich durch eine geeignete Versuchsanordnung die Querleitfähigkeit senkrecht zur angelegten hohen Feldstärke untersucht. Über diese Versuche ist ebenfalls in der erwähnten Arbeit das Nähere enthalten. Das Ergebnis war, daß die Änderung des Querwiderstandes nur einen Bruchteil der des Längswiderstandes betrug und außerdem dem Vorzeichen nach sich mit den Versuchsbedingungen änderte. Eine nennenswerte und eindeutige Änderung des Querwiderstandes mit der Feldstärke konnte somit nicht nachgewiesen werden. Die Möglichkeit der Zunahme einer Ionenkonzentration muß daher verneint werden, da in diesem Falle der Querwiderstand in demselben Maße sich hätte ändern müssen wie der Längswiderstand, es kann sich somit nur um einen ausdrücklich gerichteten Effekt handeln.

Alle Beobachtungen sprechen demnach dafür, daß infolge der Ähnlichkeit der experimentellen Befunde die Joossche Erklärung auch in unserem Falle zutreffen dürfte. Die dem äußeren Feld entgegengerichteten Ionenkräfte würden danach bei hohen Feldern relativ zur Feldstärke abnehmen. Die Lösungen starker oder mittelstarker Elektrolyte wären demnach auch in diesen Lösungsmitteln vollständig bzw. in hohem Grade dissoziiert, und der hohe Widerstand wäre nur eine Folge der geringen D. K. des Lösungsmittels.

Diese Folgerung widerspricht aber durchaus den folgenden Beobachtungen.

III. Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante.

Für einige Lösungen haben wir den Gang des spezifischen Widerstandes mit der D. K. des Lösungsmittels zahlenmäßig bestimmt. Letztere veränderten wir stetig durch das wechselnde Mischungsverhältnis von Benzol und Äthylalkohol (enthaltend 0,2 Proz. Wasser). An Elektrolyten untersuchten wir Salzsäure, Natriumhydroxyd und Pikrinsäure, alles starke bzw. mittelstarke Elektrolyte, die in Benzol löslich sind. Die Kurven verlaufen bei allen drei Elektrolyten sehr ähnlich, indem die Leitfähigkeit sehr stark mit der D. K. abnimmt. Dies spricht schon dafür, daß ein prinzipieller Unterschied zwischen den drei Elektrolyten nicht vorhanden ist. Bekanntlich konnte Debye zeigen, daß seine Gleichungen größenordnungsmäßig die Beobachtungen an organischen Lösungen richtig wiedergeben. Das Lösungsmittel mit der geringsten D. K. war Benzaldehyd (17). Bis dahin hat man mit relativ hohen Leitfähigkeiten zu tun, und die Beobachtungen werden von jeder Theorie, die einen gewissen Einfluß der D. K. in Rechnung zieht, mehr oder weniger richtig wiedergegeben. Eine Entscheidung unter ihnen kann daher nicht getroffen werden.

Anders verhält es sich jedoch bei noch kleineren Werten der D. K. wo die Leitfähigkeit ganz besonders starke Abnahmen aufweist. Die Gleichungen die aus der Annahme unvollständiger Dissoziation abgeleitet sind und damit die Abnahme der Leitfähigkeit erklären, geben die beobachteten Zahlen befriedigend wieder. Ein direkter Vergleich mit der Gleichung von Debye (l. c. S. 316) ist leider nicht möglich. Obwohl wir uns im folgenden auf geringe Kon-

1) Mat.-Fys. Medd. Kgl. Dansk. Vid. Selsk. Kopenhagen 1926.

2) Wiss. Veröff. d. Siem.-Konz. 7, H. 1 (unter Druck).

zentrationen beschränkt haben (0,02—0,002 normal), verliert seine Beziehung für den Leitfähigkeitskoeffizienten auch infolge der zu geringen Werte der D. K. ihre Gültigkeit. Unter diesen Umständen ist natürlich die Möglichkeit nicht ganz von der Hand zu weisen, daß eine für geringe Werte der D. K. gültige Gleichung — falls die Ableitung einer solchen im Sinne der Theorie der vollständigen Dissoziation gelingen und — unsere Experimente auch richtig wiedergeben wird. Solange aber dieser Nachweis nicht erbracht ist, können wir an dem Ergebnis festhalten, wonach die hier vorliegenden Versuche eben mit der Annahme unvollständiger Dissoziation bestens zu erklären sind. Die diesbezüglichen Überlegungen seien im folgenden durchgeführt.

Nehmen wir an, die Dissoziationskonstante sei K und es soll der Zusammenhang zwischen K und ε, der Dielektrizitätskonstante gesucht werden. Derselbe ergibt sich aus der Zunahme der freien Energie bei der Dissoziation eines Mols. Sie beträgt einerseits

$$-RT\ln K$$

(R = Gaskonstante, T = absolute Temperatur), andererseits läßt sie sich in einzelne Therme zerlegen. Die Aufspaltungsarbeit A eines Mols ist vom Lösungsmittel unabhängig. Der zweite Therm ist die dielektrische Solvatation, die sich nach Born[1]) zu

$$\frac{Ne^2}{2}\left(\frac{1}{r_k}+\frac{1}{r_a}\right)\left(1-\frac{1}{\varepsilon}\right)$$

(N = Avogadrosche Zahl, e = Ladung eines Ions, r_k und r_a = Radien des Kations und Anions) ergibt. Schließlich ist noch sicher ein dritter Therm vorhanden, welcher einer Art chemischen Bindung des Lösungsmittels Rechnung trägt. Daß eine solche vorhanden ist, beweist schon die Tatsache, daß ganz geringe Mengen von Wasser, welche die D. K. noch kaum merklich beeinflussen können, einen verhältnismäßig starken Einfluß auf die Leitfähigkeit und somit auf die Dissoziation haben. Wir lassen die spezifischen Einflüsse bei unserer Berechnung unberücksichtigt. Es wird somit für sie noch eine gewisse Korrektur zulässig sein.

Vereinigen wir die drei Ausdrücke, so haben wir

$$-RT\ln K = A - \frac{Ne^2}{2}\left(\frac{1}{r_k}+\frac{1}{r_a}\right)\left(1-\frac{1}{\varepsilon}\right). \quad (1)$$

Die D. K. berechnen wir in erster Näherung nach der Additivitätsregel. Bezeichnet a den durch 100 dividierten Volumprozent-Gehalt an Alkohol der Mischung, so gilt

$$\varepsilon = 23{,}7a + 2{,}3.$$

1) Zeitschr. f. Phys. **1**, 45, 1920.

Aus K ergibt sich die Ionenkonzentration c nach dem Massenwirkungsgesetz zu

$$c = \frac{-K+\sqrt{K^2+4Kc_0}}{2}$$

wo c_0 die Gesamtkonzentration des Elektrolyten bedeutet. Für geringe Dissoziationskonstanten degeneriert dieser Ausdruck zu

$$c = \sqrt{Kc_0}.$$

Aus c ergibt sich endlich die spezifische Leitfähigkeit zu

$$\lambda = \lambda_\infty c.$$

λ_∞ für die jeweilige Mischung erhält man durch Multiplikation seines Wertes für reinen Alkohol mit dem Verhältnis der Viskositäten, also mit der Zahl:

$$\frac{0{,}012}{0{,}006a+0{,}006} = \frac{2}{1+a}$$

In diesen Gleichungen sind alle Größen bekannt, außer A. Diese konnte aber aus einem einzigen Versuch berechnet werden. Die Durchrechnung erfolgte für Salzsäurelösungen, und zwar für zwei Konzentrationen, nämlich 0,02 und 0,002 normal.

Was die einzelnen Größen betrifft, so ist $\lambda_\infty = 90$ gesetzt worden entsprechend den Untersuchungen von H. Goldschmidt[1]). Für die Ansetzung der Ionenradien haben wir zu den eigentlichen Radien den der Lösungsmittelmolekeln zugefügt, da die kleinste Entfernung der Dipolmomente durch diese Summe gegeben ist. Der Radius für H ist $1 \cdot 10^{-8}$, für Cl $1{,}2 \cdot 10^{-8}$[2]), der Radius der Lösungsmittelmolekeln beträgt im Durchschnitt $2{,}5 \cdot 10^{-8}$, entsprechend der Formel $\frac{1}{2}\sqrt[3]{\frac{M}{Nd}}$ (M = Molekulargewicht, d = Dichte) für Benzol $2{,}6 \cdot 10^{-8}$, für Äthylalkohol $2{,}3 \cdot 10^{-8}$. A ist aus einem mittleren Meßwert (HCl 0,02 normal, a = 0,40) zu $38 \cdot 10^{11}$ abs. berechnet worden. Für die Dissoziationskonstante erhält man nach dieser Berechnung z. B. folgende Zahlenwerte:

a	K
1,00	$2{,}5 \cdot 10^{-2}$
0,40	$4{,}1 \cdot 10^{-5}$
0,20	$5{,}0 \cdot 10^{-9}$
0,06	$2{,}5 \cdot 10^{-17}$

Die berechneten Leitfähigkeitskurven sind auf Fig. 1 und 2 aufgetragen. Man sieht, daß sie mit den experimentellen Zahlen gut übereinstimmen

1) Zeitschr. f. phys. Chem. **89**, 129, 1914.
2) P. Walden, Zeitschr. f. anorg. Chem. **113**, 125, 1920.

und nur bei den geringsten Werten von a eine Abweichung vorhanden ist.

Somit erscheint die Folgerung daß es sich um eine unvollständige Dissoziation handelt, in der Tat berechtigt. Daß natürlich die vorhandenen freien Ionen stets nach der Debyeschen Theorie

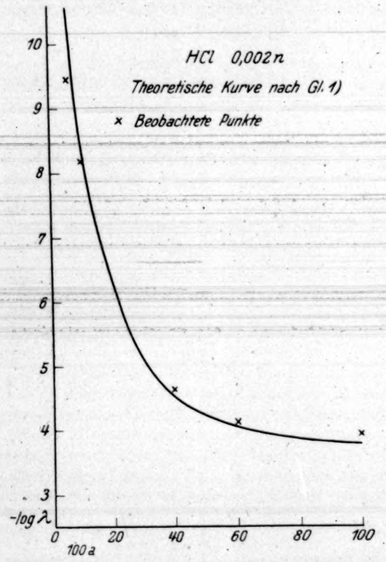

Fig. 1.

weiter zu behandeln sind, versteht sich von selbst. In der durchgeführten Rechnung haben wir davon allerdings abgesehen.

Überträgt man die oben abgeleitete Gleichung (1), zwischen K und ε auf Wasser, also $\varepsilon = 80$, so erhält man für K etwa 2. Das würde also heißen, daß in 0,01 normal HCl 0,5 Proz., in 1 normal HCl etwa 25 Proz. undissoziiert sind. Es sei aber erwähnt, daß diese Zahl nur der Größenordnung nach richtig sein kann, da die rechte Seite unserer Gleichung als Differenz zweier Glieder von ähnlicher Größe hier recht ungenau wird. Die beiden Terme müßten mit noch größerer Sorgfalt bestimmt werden, als dies hier geschehen ist, wenn man die Dissoziationskonstante in Wasser daraus genau ermitteln will.

IV. Die Natur der undissoziierten Ionenpaare.

Nachdem hiermit die Existenz nichtdissoziierter Ionenpaare als durchaus wahrscheinlich gemacht wurde, erhebt sich die eingangs erwähnte Frage, wieso in unseren Objekten dennoch ein Wienscher Effekt gefunden werden konnte, obwohl derselbe nach Joos den freien Ionen zuzuschreiben ist. Die Tatsache, daß auch hier, obwohl freie Ionen nur in sehr geringer Zahl vorhanden sind und somit ein Debye-Effekt nicht in Frage kommt, die Leitfähigkeit bei hohen Feldstärken zunimmt, spricht dafür, daß auch die

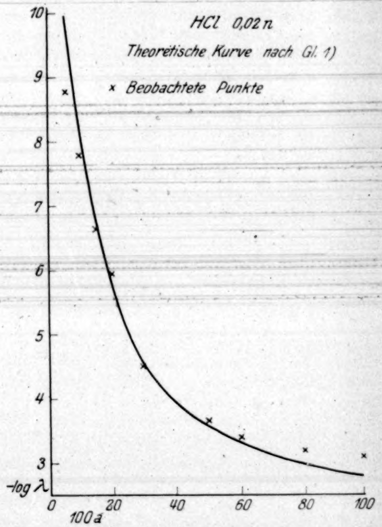

Fig. 2.

nichtdissoziierten Ionenpaare an dem Effekt teilnehmen müssen. Dies ist wiederum nur so möglich, wenn keine molekulare Vereinigung mit starker Verschiebung der Elektronenkonfiguration vorliegt, was bei der Natur der starken Elektrolyte auch unwahrscheinlich wäre, nur ein festes Aneinanderliegen der beiden Ionen. Dieselben werden aber in den hohen Feldern nicht etwa zu einem gewissen Bruchteil gespalten, denn dann hätte sich der Querwiderstand in demselben Maße ändern müssen wie der Längswiderstand. Vielmehr beteiligen sich diese Ionenpaare nur in Richtung des hohen Feldes an der Leitung.

Wie dies geschieht, müßte eine gesonderte Untersuchung aufdecken. Wahrscheinlich ist es aber, daß eine Art Auflockerung im Sinne einer Polarisation der Ionenpaare in Richtung des Feldes stattfindet. Die im elektrischen Feld wandernden Ionen werden dann, wenn sie in die Nähe eines Ionenpaares gelangen, in dieses hineinspringen, während das gleichgeladene Ion des Paares gleichzeitig herausspringt. Die Leitfähigkeit

nimmt also nach demselben Mechanismus zu, nach welchem die hohe Beweglichkeit des Wasserstoffions in Wasser zu erklären ist. Dieser Effekt dürfte sich zu dem von Joos angenommenen Mechanismus addieren, so daß der eigentliche Wieneffekt als Summe der beiden aufzufassen wäre. In unseren organischen Lösungen überwiegt jedenfalls der molekulare Effekt wesentlich über dem ionalen Anteil.

V. Zusammenfassung.

1. Messungen der Leitfähigkeit starker Elektrolyte in extrem schlecht leitenden organischen Lösungen lassen sich mit der Annahme einer unvollständigen Dissoziation der starken Elektrolyte — etwa im Sinne von Nernst — gut vereinbaren. Die aus dieser Annahme abgeleiteten Gleichungen geben die Beobachtungen recht befriedigend wieder.

2. An solchen Lösungen konnte ein positiver Wieneffekt nachgewiesen werden, während die gleichzeitig untersuchte Querleitfähigkeit sich als konstant erwies. Diese Beobachtung läßt zusammen mit der vorangegangenen die Folgerung zu, daß die undissoziierten Ionenpaare nur eine verhältnismäßig lockere Bindung darstellen und daß sie demnach in hohen Feldern zur Erhöhung der Gesamtleitfähigkeit beitragen können.

(Eingegangen 13. Februar 1928.)

Über die Grenzflächenwirkung in anisotropen Flüssigkeiten.

Von W. Kast.

In seinem Kissinger Vortrage „Über die Einwirkung magnetischer, elektrischer und mechanischer Kräfte auf Mesophasen (‚Flüssige Kristalle')" charakterisiert Zocher[1]) die anisotropen Flüssigkeiten vom Typus des *p*-Azoxyanisols dadurch, daß bei ihnen von den normalen sechs Überführungsbewegungen der Moleküle (drei Translationen und drei Rotationen) zwar alle drei Translationen, aber nur eine Rotation kontinuierlich auszuführen sind. So ergibt sich das Strukturbild der Fig. 1a, das Friedel „nematisch" nennt. Demgegenüber rechnet der Verfasser[2]) bei der Darstellung seiner dielektrischen Untersuchungen im Magnetfeld nach dem Ansatz von Ornstein[3]) so, daß eine anisotrope Flüssigkeit aus nematischen Elementen von etwa 10^5 Molekülen besteht, die ihrerseits unter dem Einfluß einer Art Brownscher Bewegung beim Fehlen äußerer Kräfte ungeordnet sind (Fig. 1b). Danach resultiert der Zustand (1a) aus (1b), also erst unter der Einwirkung irgendwelcher äußerer Richtkräfte, während er nach Zocher sich spontan einstellt.

1) H. Zocher, Physik. Zeitschr., **28**, 790, 1927.
2) W. Kast, Ann. d. Phys. (4) **83**, 391. 1927.
3) L. S. Ornstein, Ann. d. Phys. (4) **74**, 445, 1924.

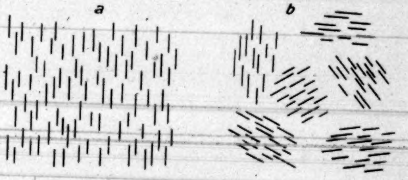

Fig. 1.

Die nach (1a) makroskopische spontane Anisotropie beschränkt sich nach (1b) auf die Gruppen von 10^5 Molekülen. Das ist nicht nur qualitativ in Übereinstimmung damit, daß das Experiment, *p*-Azoxyanisol in einem weiten Gefäße (etwa einem Reagenzrohr) aufzuschmelzen, in dem kritischen Temperaturbereich von 116^0 bis 134^0 C nur eine starke Trübung der Flüssigkeit ergibt, sondern auch quantitativ. An einer solchen trüben Schmelze führte nämlich Frl. Riwlin[1]) sehr genaue Extinktionsmessungen aus mit dem wichtigen Ergebnis, daß die Extinktion in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge des Lichtes und der Dicke des Präparates quantitativ übereinstimmt mit der von Ornstein und Zernicke[2]) für ein Medium berechneten, in dem zufällige Gradienten des Brechungsexponenten bestehen.

Zugleich lösen diese Extinktionsmessungen die Frage, warum man in dünnen Präparaten (beispielsweise zwischen Objektträger und Deckglas unter dem Mikroskop) meist makroskopisch, anisotrope Gebiete beobachtet. Während die Kurven, die die Extinktion als Funktion der Präparatdicke darstellen, für den ex-flüssigen Zustand erst bei der Dicke Null die Durchlässigkeit 100 Proz. erreichen, wird im ex-festen Zustand die Durchlässigkeit 100 Proz. bereits bei der Dicke 0,08 mm erreicht. In diesem Falle existiert also eine 0,08 mm dicke Schicht, die praktisch alles Licht hindurchläßt, also orientiert sein muß. Man wird geneigt sein, diese Orientierung aus dem Wachstum der festen Kristalle parallel zu den Begrenzungsflächen herzuleiten. Charakteristischerweise wird dadurch aber nicht etwa die Lage der Vorzugsrichtung des Zustandes (1a) bestimmt, vielmehr herrscht in einer Entfernung

1) R. Riwlin, Dissertation Utrecht 1923.
2) Ornstein u. Zernicke, Proc. Kon. Acad. v. Wet., Amsterdam **21**, 115, 1917.

von mehr als 0,05 mm vom Rande völlige Unordnung. Das bedeutet die Verwirklichung des Falles, den Zocher ausdrücklich ablehnt, daß nämlich Anisotropie nur in der Nähe der Grenzflächen vorliegt.

Durch geeignete Unterstützung kann man aber die von den Grenzflächen herrührende Orientierung durch eine dickere Schicht hindurch herbeiführen. So machten Ornstein und Moll[1]) die Beobachtung, daß die durch ein senkrecht zu den Grenzflächen verlaufendes Magnetfeld herbeigeführte Klärung der trüben Schmelze sofort nach dem Abschalten des Feldes wieder verschwindet, während nach einmaligem Anlegen eines parallelen Feldes die Klärung fast völlig erhalten bleibt. Mechanisch erreicht man bekanntlich dieselbe Homogenisierung durch leichtes Hin- und Herschieben des Deckglases.

Ob zwischen Grenzflächen einachsige Aufrichtung oder Parallelorientierung eintritt, dafür scheint die Beschaffenheit der Begrenzungsflächen maßgebend zu sein. Zwischen sauberen, planen Glasplatten ist einachsige Aufrichtung die Regel. Bei unvollkommener Politur, also vor allem bei Metallplatten, tritt Parallelorientierung ein, und zwar nach den Beobachtungen des Verfassers auch im ex-flüssigen Zustand. Jedenfalls aber darf hiernach die Homogenisierung der Schmelze nicht als spontan bezeichnet werden. Vielmehr wird sie unter Überwindung der desorientierenden Wärmebewegung durch die eigentümliche Randwirkung herbeigeführt.

Danach kann es also, wenn die Randwirkung nur stark genug, d. h. das Präparat dünn genug ist, für die Durchführung einer anderen Orientierung durch ein Magnetfeld genügen, die Wechselwirkung zwischen Randwirkung und Magnetfeld allein zu berücksichtigen. Im allgemeinen wird aber der Einfluß der Wärmebewegung nicht zu vernachlässigen sein. In dem Ansatz des Verfassers, in dem die Randwirkung als eine mittlere, durch das ganze Präparat hindurch konstante, parallel zu den Platten gerichtete Kraft eingeführt wird, muß diese also mit wachsendem Plattenabstand kleiner werden. Die parallele Richtung der Randwirkung ergibt sich hier aus der Beobachtung, daß in einem senkrechten Magnetfeld wohl eine sehr erhebliche Verkleinerung der Dielektrizitätskonstanten, in einem parallelen Feld aber kaum eine Änderung festzustellen ist. Ist die DK. der Elemente in der ausgezeichneten Richtung ε_1, in jeder darauf senkrechten Richtung ε_2, so hat in diesem Falle schon ohne Magnetfeld die DK. sehr nahe den Wert ε_2, während sie im Falle völliger thermischer Unordnung $\frac{1}{3}(\varepsilon_1 + 2\,\varepsilon_2)$ betragen müßte. Um eine Anschauung von der Größe der Randwirkung zu haben, wird sie als Magnetfeld fingiert. Fig. 2

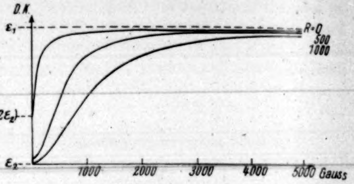

Fig. 2.

zeigt den Verlauf der DK., wie er sich für verschiedene „Randfelder" (R) als Funktion eines zu den Kondensatorplatten senkrechten Magnetfeldes berechnet.

Wie früher ausführlich gezeigt wurde, lassen sich die Meßresultate nach Abschätzung des magnetischen Momentes auf $1{,}5 \cdot 10^5$ Bohrsche Magnetonen für bestimmte Werte von R gut wiedergeben. Bezüglich der Abhängigkeit von R vom Plattenabstand waren diese Messungen jedoch nicht vergleichbar, weil bei den verschiedenen Kondensatoren mit verschiedenen Formen und Abständen der Polschuhe gearbeitet und mehr Wert auf die Abhängigkeit der magnetischen Feldstärke vom Magnetisierungsstrom als auf ihren absoluten Betrag gelegt wurde, und weil die Kurven für verschiedenes R sich durch Verändern des Feldmaßstabes nahe ineinander überführen lassen.

Deshalb wurden solche Messungen jetzt mit einem Kondensator gemacht, der aus einem rechteckigen, heizbaren Kupfergefäß und einer darin auf Glasfüßen isoliert aufgestellten Mittelplatte bestand. Der Plattenabstand konnte hier ein-

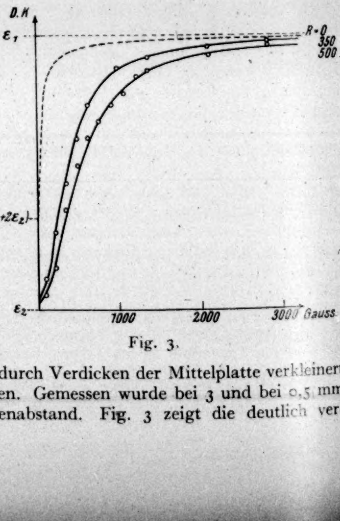

Fig. 3.

fach durch Verdicken der Mittelplatte verkleinert werden. Gemessen wurde bei 3 und bei 0,5 mm Plattenabstand. Fig. 3 zeigt die deutlich ver-

1) Moll u. Ornstein, Proc. Kon. Acad. v. Wet., Amsterdam **20**, 210, 1917.

schiedenen Kurven. Die Kreise markieren die gemessenen Punkte, die ausgezogenen Kurven sind für $R = 350$, bzw. 500 Gauß berechnet worden.

Außerdem wurde bei dem kleinen Plattenabstand noch beobachtet, daß die DK. verschieden ist, je nachdem, ob eine bestimmte Feldstärke von unten oder von oben aus erreicht wird (Fig. 4). Im letzteren Falle ist sie deutlich

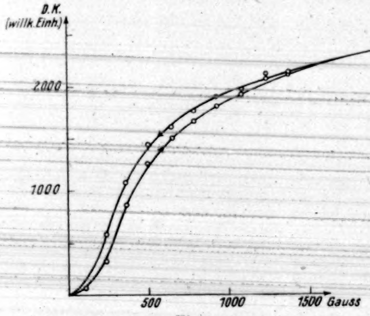

Fig. 4.

kleiner, die Orientierung also merklich vollständiger. Das wird daraus ohne weiteres verständlich, daß beim Anlegen eines Feldes die Randwirkung stark gegenwirkt, während beim Herabgehen von einem hohen Felde (beim Versuch etwa 5000 Gauß), das die Randschicht abgelöst hat, ihr Einfluß entfällt. Das gilt jedoch nur, solange das Feld genügend stark ist um so große Wärmeschwankungen zu verhindern, daß die Teilchen gelegentlich wieder in eine zu den Platten parallele Lage kommen, in der sie dann fest gehalten werden. Beim Abschalten des Feldes stellt sich aus diesem Grunde die Randschicht wieder her; die beiden Kurvenäste treffen sich daher im Nullpunkt wieder.

Zur Vervollständigung des Bildes der anisotropen Flüssigkeiten, das die dielektrischen Untersuchungen geben, wäre noch der strengere Nachweis erwünscht, daß beim Anlegen eines magnetischen Feldes parallel zu den Platten wenigstens einmalig eine Vergrößerung der DK. eintritt, als Beweis dafür, daß in größerem Abstand von den Platten wirklich thermische Unordnung herrscht. In Berücksichtigung dessen, daß dieser Beweis aber bereits durch die erwähnten Extinktionsversuche im Utrechter Laboratorium erbracht ist, schien es nicht nötig, mit der Veröffentlichung dieser Notiz bis zur Ausführung jenes Versuches zu warten.

Physikal. Institut d. Univ. Freiburg i. Br., März 1928.

(Eingegangen 10. März 1928).

Eine neue Methode zur Dämpfung der Schwingungen eines Kreiselkompasses.

Von O. Martienssen.

In der Zeitschrift für Instrumentenkunde 1919, Nr. 39, Seite 165 ff. habe ich einen Kreiselkompaß beschrieben, wie er mit geringfügigen Abänderungen nunmehr in größerem Maßstabe von der Officine Galileo in Florenz nach meinen Angaben fabriziert wird. In diesem Aufsatz habe ich eine ältere Methode zur Dämpfung der Kreiselkompaßschwingungen angegeben, aber darauf hingewiesen, daß ich neuerdings eine andere Methode verwende. Diese letztere soll, da sie physikalisch von besonderem Interesse ist, nunmehr beschrieben werden.

Um die Methode zu verstehen, ist es notwendig, eine kurze Beschreibung des Kreiselkompasses selbst voranzustellen.

Der Kreiselkompaß ist in Fig. 1 in perspektivischer Ansicht schematisch dargestellt.

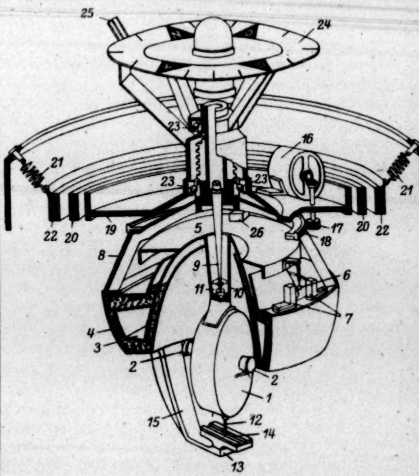

Fig. 1.

Im Kompaßhaus ist der Federring 22 an Federn 21 aufgehängt. In diesem Federring 22 ist mittels Kardanring 20 die Montageplatte 19 kardanisch aufgehängt. In der Platte 19 ist mittels Kugellager 23/23 der Bügel 8 drehbar gelagert, an welchem der mit Quecksilber gefüllte Kessel 4 hängt. Unten an diesem Kessel befestigt ist ein Bügel 15, der zwei feinpolierte Stahlschneiden 14 trägt, die einen kleinen Schlitz zwischen sich freilassen. Der Bügel 8

trägt oben einen Vertikalkreisel, der bewirkt, daß die Platte 19 selbst auf schlingerndem Schiffe stets nahezu horizontal bleibt und außerdem die Rose 24, deren Drehungen an dem Steuerstrich 25 abgelesen werden. Der Steuerstrich ist auf der Montageplatte 19 befestigt. Der Bügel 8 kann in den Kugellagern 23 mittels Zahnrädern 17 und 18 durch den Wendemotor 16 gedreht werden. Dieser letztere besitzt Doppelwicklung, derartig, daß er bei Einschaltung der einen Wicklung rechts herum, bei Einschaltung der anderen Wicklung links herum läuft.

In dem Quecksilberkessel befindet sich schwimmend untergetaucht der ringförmige Hohlkörper 3; an einer glockenförmigen Verlängerung desselben nach oben ist die Platte 5 und ein nach unten durchgehender Hals 10 befestigt, welcher die Kappe des Richtkreisels 1 trägt. Der Richtkreisel wird in dieser Kappe durch einen Elektromotor auf 20000 Touren pro Minute gebracht. Die Stromzuführung, die die Bewegungen des Schwimmers mit Kreisel nicht behindert, ist in der Figur fortgelassen. Zentriert ist der Schwimmer im Quecksilberkessel durch den Stift 9 einerseits und durch ein im Kappenhals angebrachtes Auge 11 andererseits, um das er sich in allen Richtungen drehen kann.

Am unteren Ende der Kreiselkappe ist ein dünner Stift 12 befestigt, der in den Schlitz zwischen die Backen 14 mit etwas Spielraum eingreift und sich in diesem Schlitz hin und her bewegen kann. Ferner trägt der Quecksilberkessel zwei Kontaktböcke 7, dagegen die Platte 5 die Kontaktperle 6. Je nachdem diese Kontaktperle mit dem rechten oder mit dem linken Kontaktbock 7 Kontakt macht, dreht sich der Wendemotor 16 rechts oder links herum, solange bis der Kontakt wieder geöffnet ist.

Die Wirkungsweise des Kompasses ist demnach folgende:

Der schwimmend aufgehängte Richtkreisel stellt sich mit seiner Achse 2 in die Nord—Süd-Richtung ein und mittels des Kontaktarmes 6 und der Kontaktböcke 7 wird der Quecksilberkessel den Bewegungen der Achse des Richtkreisels nachgedreht, und zwar derartig, daß der Schlitz der beiden Schneiden 14 stets angenähert dieselbe Richtung hat wie die Achse 2 des Richtkreisels. Im folgenden soll der Richtkreisel mit den an seiner Kappe fest angebrachten Teilen das „bewegliche System“ genannt werden, dagegen der Quecksilberkessel mit seinen Teilen das „nachgedrehte System“. Da die Rose 24 an dem nachgedrehten System befestigt ist, wird auch sie den Drehungen der Achse des Richtkreisels 2 nachgedreht und es kann die Stellung der Kreiselachse mittels Steuerstrich 25 an der Rose abgelesen werden.

Das bewegliche System wiegt bei dem ausgeführten Kreiselkompaß ca. 7 kg und sein Schwerpunkt liegt etwa 0,75 cm unter dem Mittelpunkt der verdrängten Flüssigkeit. Der gesamte kardanisch aufgehängte Apparat wiegt ca. 70 kg und sein Schwerpunkt liegt etwa 0,8 cm unter der Ebene der Kardanzapfen.

Das ganze System wird zunächst so ausbalanciert, daß der Schwerpunkt des beweglichen Systems sich auf der Rosenachse befindet, das ist die Verbindungslinie des Stiftes 12 und des Auges 11. Diese steht genau senkrecht zur Kreiselachse 2. Sodann wird das kardanisch aufgehängte System, also alles, was mit der Platte 19 verbunden ist, so ausbalanciert, daß der Schlitz zwischen den Schneiden 14 sich in einer durch den Zentrierstift 9 gehenden Vertikalebene befindet. Bei dieser Ausbalancierung des Systems sind die Schwingungen der Kreiselachse ungedämpft.

Die Dämpfungseinrichtung, die nunmehr beschrieben werden soll, besteht einfach darin, daß entweder das bewegliche System im Ostpunkt (der Punkt, der bei nach Norden eingeschwungenem Kreisel im Osten liegt) durch ein kleines Gewicht 26 ein Übergewicht bekommt, oder das nachgedrehte System im Westen. Durch eine derartige Schwerpunktsverlegung des einen oder anderen Systems wird der Stift 12 gegen die im Westen liegende Backe 14 gedrückt und hierdurch wird, wie der Versuch zeigt, eine gute Dämpfung der Kreiselkompaßschwingungen erzielt.

Diese Dämpfungseinrichtung erscheint auf den ersten Blick paradox, indem ein ungedämpft schwingendes System durch einfache Schwerpunktsverlegung zu einem gedämpft schwingenden System gemacht wird. Es scheint demnach, als wenn hier durch die potentielle Kraft der Erdschwere eine Dämpfung erzielt wird, während dieses nach den allgemeinen Regeln der Mechanik nicht möglich ist.

Darauf hingewiesen sei noch, daß wenn das Gewicht auf dem beweglichen System nicht im Osten, sondern im Westen oder auf dem nachgedrehten System nicht im Westen, sondern im Osten angebracht wird, so daß also der Stift 12 sich mit leisem Druck gegen die Ostbacke legt, nicht Dämpfung, sondern eine Beschleunigung der Schwingungen eintritt.

Aus Anlaß eines Patentprozesses über das deutsche Reichspatent 332 257, durch welches diese Dämpfungseinrichtung patentiert ist, ist ein Streit darüber entstanden, wie denn die Wir-

kungsweise dieser ungewöhnlichen Dämpfungseinrichtung erklärt werden muß.

Um die Erklärung für diese Dämpfungseinrichtung zu liefern, müssen wir von den Fundamentalgleichungen des Kreiselkompasses ausgehen. Diese sind von mir in der Physik. Zeitschr. **7**, 535, 1906 aufgestellt für ein körperfestes Koordinatensystem und diese Darstellungsweise ist auch von allen anderen Schriftstellern später beibehalten worden.

Wir wählen die Kreiselachse als x-Koordinate, die Rosenachse, die zur Kreiselachse senkrecht steht und sich bei ausbalanciertem System in einer durch die Kreiselachse gehenden Vertikalebene befindet, als y-Achse und die auf beiden Achsen senkrecht stehende horizontal liegende sogen. Elevationsachse als z-Achse.

Bezeichnen wir den Winkel, welchen die Kreiselachse mit der durch den Meridian gehenden Vertikalebene einschließt, mit α, den Winkel, welchen die Rosenachse mit der Vertikalen einschließt, mit β, so ergeben sich aus dem Flächensatz für die Bewegung der Kreiselachse folgende zwei Gleichungen[1]):

$$m g a \beta = -B \frac{d^2 \beta}{dt^2} + \Theta o \left(\frac{d\alpha}{dt} + \omega \sin \varphi \right) \quad (1)$$

$$O = C \frac{d^2 \alpha}{dt^2} + \Theta o \left(\frac{d\beta}{dt} + \omega \cos \varphi \sin \alpha \right). \quad (2)$$

In diesen Gleichungen bedeutet Θ das Trägheitsmoment des Kreisels, o seine Winkelgeschwindigkeit, ω die Drehgeschwindigkeit der Erde, φ die geographische Breite des Aufstellungsortes; B ist das Trägheitsmoment des beweglichen Systems um die Elevationsachse. C ist das Trägheitsmoment desselben Systems um die Rosenachse. Schließlich ist m die Masse des beweglichen Systems, a die metazentrische Höhe und g die Erdbeschleunigung. Es ist also die Größe $m g a \beta$ in der Gleichung (1) das Drehmoment der Erdschwere um die Elevationsachse. In Gleichung (1) ist die Summe der Drehmomente um die Elevationsachse, in Gleichung (2) die Summe der Drehmomente um die Rosenachse dem Produkt aus Trägheitsmoment und Winkelbeschleunigung gleich gesetzt. Die den Kreiseldrall Θo enthaltenden Momente werden gewöhnlich als die Deviationsmomente des Kreisels bezeichnet. In diesen Gleichungen ist β entsprechend der praktischen Ausführung als klein vorausgesetzt, und $\omega \sin \varphi$ an Stelle von $\omega \sin \varphi \cos \beta$ geschrieben. Vernachlässigen wir in diesen Gleichungen das Glied $B \frac{d^2 \beta}{dt^2}$, so ist die Lösung dieses Gleichungssystems:

$$\alpha = \alpha_0 \sin \frac{2\pi}{T} t$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\Theta o \, \omega \cos \varphi}{m g a}} \, \alpha_0 \cos \frac{2\pi}{T} t + \frac{\Theta o}{m g a} \omega \sin \varphi$$

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{\frac{\Theta^2 o^2}{m g a} + C}{\Theta o \, \omega \cos \varphi}} \sim \frac{2\pi}{\sqrt{\omega \cdot \cos \varphi}} \sqrt{\frac{\Theta o}{m g a}}.$$

Die Bewegung, welche das Nordende der Kreiselachse ausführt, ist nach diesen Gleichungen eine sehr flache Ellipse. Das Achsenverhältnis der Ellipse ist unter den praktisch benutzten Abmessungen etwa 1 : 30.

Es ist nun klar, daß wenn durch die geringe Massenverschiebung im beweglichen oder nachgedrehten System eine Dämpfung der Schwingungen erzielt wird, entweder in der Gleichung 1 oder in der Gleichung 2 ein dämpfendes Drehmoment hinzugetreten sein muß. Denn da diese beiden Gleichungen die Bewegung der Kreiselachse eindeutig beschreiben, kann ohne das Hinzutreten eines derartigen Gliedes die ungedämpfte Schwingung nicht zu einer gedämpften Schwingung werden.

Dieses dämpfende Drehmoment, welches in einer der beiden Gleichungen auftreten muß, kann niemals durch die Erdschwere geliefert werden, da diese als potentielle Kraft keine Dämpfung hervorrufen kann.

Betrachten wir im speziellen die Dämpfungsmethode, bei welcher ein Übergewicht im Westen des nachgedrehten Systems benutzt wird, so ist auch klar, daß hierdurch um die Rosenachse sicher kein Drehmoment ausgeübt wird. Denn wenn wir von der Reibung des Stiftes 12 zwischen den Schneiden 14 und des Auges 11 am Stifte 9 absehen (diese Reibung ist, wie der Versuch zeigt, sehr gering), so liegt keine Möglichkeit vor, durch das nachgedrehte System irgendein Drehmoment um die Rosenachse des beweglichen Systems auszuüben, da das bewegliche System bei dieser Dämpfungsart ganz unverändert bleibt. Es ist demnach kein Zweifel, daß das dämpfende Drehmoment nur um die horizontale Elevationsachse wirken kann. Es bleibt also auch bei dem gedämpft schwingenden Kompaß die Gleichung 2 unverändert bestehen, die Gleichung 1 dagegen muß eine Änderung erleiden.

Um zu erkennen, in welcher Weise eine solche Änderung durch die einfache Schwerpunktsverschiebung im System zustandekommt, müssen wir zunächst die Bewegung des Stiftes 12 etwas genauer betrachten. Infolge der Veränderlichkeit des Winkels β, d. h. infolge der Elevationsbewegungen der Kreiselachse bleibt

1) O. Martienssen, Physik. Zeitschr. **7**, 535, 1906; Zeitschr. f. Instrumentenkunde 1912, S. 309.

der Stift 12 nicht am Platze, sondern führt eine Bewegung relativ zur Erde aus.

Solange die Schwingungen des Kreiselkompasses ungedämpft sind, ist die Bewegung des Stiftes infolge der Elevationsschwingung relativ zu einem die Azimutschwingung $\frac{d\alpha}{dt}$ mitmachenden Koordinatensystem eine hin- und hergehende Bewegung. Relativ zur Erde dagegen beschreibt das Ende des Stiftes eine Lemniskate gemäß Fig. 2. Wenn die Achse des Kreiselkompasses von einem größten Ausschlag im Osten zu einem größten Ausschlag im Westen schwingt, so bewegt sich das untere Ende des Stiftes, also das untere Ende der Rosenachse vom Punkte O über a, b, c nach O zurück und wenn die Kreiselachse von Westen über Norden nach Osten schwingt, so bewegt sich die Rosenachsenspitze von O über a', b', c' nach O. Es ist demnach die Bewegung der Spitze relativ zu einem erdfesten Koordinatensystem keine gerade Linie.

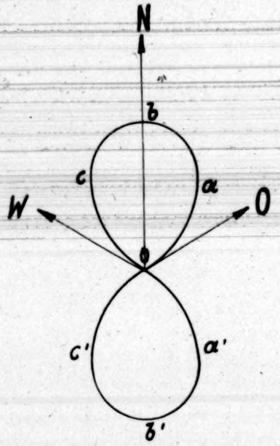

Fig. 2.

Wenn infolgedessen der Schlitz zwischen den Schneiden 14 ganz genau durch den Wendemotor stets den Drehungen der Kreiselachse nachgedreht würde, also zu ihr genau parallel bliebe, so fände die Bewegung des Stiftes 12 genau in Richtung des Schlitzes statt und würde infolgedessen, wenn wir von der trockenen Reibung absehen, in keiner Weise behindert. Es ist also in diesem Falle auch die Elevationsbewegung vollkommen ungehindert und es kann der Kreiselkompaß keine Dämpfung zeigen.

Der Wendemotor dreht nun aber den Schlitz nicht exakt dem Kreiselkompaß nach, sondern es tritt folgendes ein:

Solange die Kontaktperle 6 frei zwischen den Kontaktklötzen 7 hängt, steht der Schlitz still; sobald die Kreiselachse relativ zum nachgedrehten System eine so starke Verstellung hat, daß ein Kontakt zustandekommt, wird der Wendemotor eingeschaltet. Dieser dreht wesentlich schneller als der Kreiselkompaß schwingt und infolgedessen rückt er den Kontaktbock, der vorher Kontakt gemacht hat, wieder von der Kontaktperle 6 ab, womit der Wendemotor zum Stillstand kommt. Das Spiel an den Kontakten bewirkt also, daß die Schneiden der Kreiselachse nicht kontinuierlich nachgedreht werden, sondern in kurzen Perioden ruckweise. Sie stehen also zeitweise still, zeitweise drehen sie sich schneller als die Kreiselachse. Die Zeiten des Stillstandes sind wesentlich größer als die Zeiten der Bewegung wegen der großen Geschwindigkeit, mit der der Wendemotor arbeitet.

Nehmen wir nun an, daß durch Westgewicht gedämpft wird, und daß (Fig. 3) der

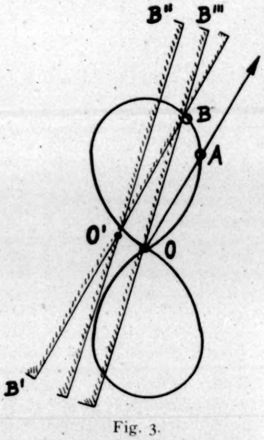

Fig. 3.

Stift 12 an dem Punkt A auf seiner Lemniskate angekommen ist. Die Kreiselachse hat dann die Richtung OA. Die Kontaktperle möge frei zwischen den Kontaktböcken schwingen, so daß also für eine kurze Zeit die Schneiden stillstehen. Während dieser kurzen Zeit möge die Spitze 12 nach dem Punkte B kommen. Dies ist aber nur möglich, wenn die Westschneide, welche vorher in der Richtung OA stand, in die Stellung $O'BB'$ verschoben

wird, denn durch die Schnecke am Wendemotor (in der Figur nicht angegeben) ist die Schneide bei nicht angetriebenem Wendemotor gegen Drehungen gesperrt. Bei dieser Verschiebung der Schneide muß sich der ganze kardanisch aufgehängte Apparat um seine horizontalen Kardanzapfen um einen kleinen Winkel γ verdrehen, welcher abhängt von der Entfernung der Kardanzapfen von den Schneiden und dem Abstand der Strecke OA von der Strecke $O'B$. Durch diese Verdrehung des Systems wird der Schwerpunkt des ganzen Systems angehoben und eine Arbeit geleistet, die gegeben ist durch die Größe des Winkels γ und die Stabilität des kardanisch aufgehängten Systems.

Wenn der Stift im Punkte B angekommen ist, so möge die Kontaktperle 6 mit dem linken Kontaktbock 7 Kontakt machen. Die Folge davon ist, daß jetzt die Schneide durch den Wendemotor um den Punkt O' verdreht wird und in die Richtung OB, d. h. in die Stellung $O'B''$ gebracht wird. Dadurch, daß diese Drehung schneller erfolgt, als die Bewegung der Kreiselachse, rückt die Schneide von dem im Punkte B verbleibenden Stifte ab und sie kann jetzt in die Stellung OB''' zurückfallen, d. h. die Hebung des Schwerpunktes des kardanisch

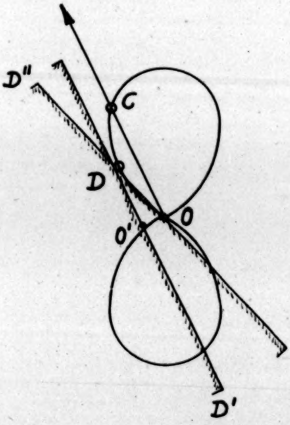

Fig. 4.

aufgehängten Systems wird rückgängig gemacht. Die hierbei freiwerdende Energie geht nicht auf das schwingende System zurück, sondern wird durch die Reibung in den Kardanzapfen und durch die Reibung in dem Getriebe des Wendemotors verbraucht. Daraufhin wiederholt sich der ganze Vorgang in genau derselben Weise.

Ist z. B. — Fig. 4 — die Kreiselachse in der Richtung OC angekommen, so daß also das Rosenachsenende sich im Punkte C befindet, und rückt dieses, während der Wendemotor nicht läuft, nach dem Punkte D, so wird die Schneide hierdurch in die Stellung $O'DD'$ gebracht unter Anhebung des Schwerpunktes des kardanisch aufgehängten Systems und Arbeit verbraucht. Diese geht verloren, während der Wendemotor nachdreht und die Schneide in die Stellung ODD'' bringt. Auch wenn die Kreiselachse zurückschwingt und der Stift 12 z. B. in der Stellung E (Fig. 5) angekommen ist, so

Fig. 5.

muß er beim Weiterwandern nach der Stellung F das kardanische Gehänge in demselben Sinne um einen Winkel γ anheben und Arbeit leisten, die während der Periode des Nachdrehens des Wendemotors durch Reibung verbraucht wird.

Umgekehrt liegen die Verhältnisse, wenn der Stift 12 nicht an der Westbacke anliegt, sondern durch entsprechende Gewichtsverteilung an der Ostbacke zum Anliegen gebracht wird (Fig. 6). Es möge sich der Stift in einem gewissen Moment im Punkte A befinden und während der Wendemotor nicht läuft, nach dem Punkte B wandern; die Ostbacke befindet sich in der Richtung OA, während der Stift sich im Punkte A befindet. In dieser Lage ist zwar der Schwerpunkt des ganzen nachgedrehten plus schwimmenden Systems in seiner tiefsten Lage, nicht aber der Schwerpunkt des nachgedrehten Systems für sich allein betrachtet. Denken wir uns nämlich die Beschleunigung (negative Dämpfung) durch ein Gewicht im Osten des nachgedrehten Systems hervorgerufen, so will dieses das nachgedrehte System um einen gewissen Winkel γ_1 verkanten. Hieran wird es teilweise gehindert, weil es wegen der Anlage des Stiftes 12 an der Ostbacke das bewegliche System mit ver-

kanten muß, so daß der Verkantungswinkel kleiner ist als der Winkel γ_1 und nur die Größe γ_2 erreichen möge. Wenn nun der Stift, während der Wendemotor nicht läuft, von A nach B (s. Fig. 6) wandert, so kann die Verkantung des nachgedrehten Systems zunehmen und der Schwerpunkt dieses Systems sich senken, also Arbeit gewonnen werden, indem die Senkung des Schwerpunktes des Systems die Bewegung des Stiftes von A nach B begünstigt. Die Ost-

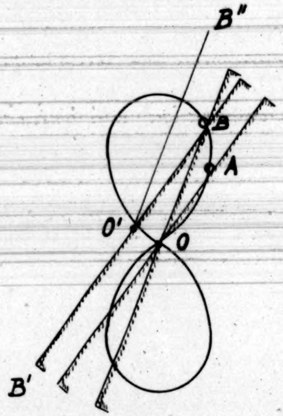

Fig. 6.

backe kommt hierbei durch die Wirkung der Erdschwere in die Richtung $BO'B'$. Jetzt setzt die Drehung des Wendemotors um den Punkt O' ein. Da während der Drehung der Stift in B verbleibt, kann die Schneide nicht in die Stellung $O'B''$ rücken, sondern muß in die Stellung OB rücken, d. h. die Drehung kann nur erfolgen unter gleichzeitiger Anhebung des Schwerpunktes des nachgedrehten Systems. Die Energie für diese erneute Hebung des Schwerpunktes liefert der Wendemotor und diese Energie ist es, welche bei der ganzen Periode das schwimmende System gewonnen hat und demnach zur Vergrößerung der Schwingungen des Systems dient.

Wir haben also das Resultat, daß bei der Dämpfung durch die geschilderte Schwerpunktsverschiebung die Elevationsbewegung unter Energieverbrauch stattfindet unter Drehung des kardanisch aufgehängten Systems um die horizontalen Kardanzapfen. Diese Verdrehung tritt periodisch ein und am Ende der Periode wird sie bei der Nachdrehung des Wendemotors in Reibungswärme umgesetzt. Es ist demnach in der obigen Schwingungsgleichung 1 noch ein Drehmoment um die Elevationsachse $\pm R$ hinzuzufügen, wobei das plus-Zeichen zu setzen ist, solange $\frac{d\beta}{dt}$ positiv ist, das negative Zeichen, solange $\frac{d\beta}{dt}$ negativ ist. Die Größe R selbst ist eine kurz periodische Funktion der Zeit, deren Mittelwert aber nahezu konstant ist. Sie ist gegeben durch den Abstand l der Schneiden 14 von dem Führungsauge 11 und dem Druck, welcher zur Hebung des Schwerpunktes des kardanisch aufgehängten Systems im Mittel aufgewandt werden muß[1]).

Diese Theorie über die Wirkungsweise der Dämpfung wird durch 3 Versuche bestätigt:

1. Wird der Strom des Wendemotors ausgeschaltet, das nachgedrehte System also nicht den Schwingungen nachgedreht, so ist weder Dämpfung noch Beschleunigung vorhanden; da der Druck P zwischen Stift und Backe unverändert bleibt, kann also dieser die Dämpfung direkt nicht bewirken.
2. Es ergibt der Versuch, daß die Schwingungsdauer durch die Dämpfung nicht verändert wird. Dies kann nach der Theorie der Schwingungen nur der Fall sein, wenn das dämpfende Drehmoment eine Konstante ist, nicht aber, wenn es der Geschwindigkeit proportional ist.
3. Bei schrägstehender Rosenachse übt natürlich die Erdschwere bei nicht ausbalanciertem beweglichen System ein Drehmoment um die Rosenachse aus, das keine Dämpfung aber eine Verstellung der Kreiselachse bewirkt. Der Versuch zeigt, daß diese Verstellung unabhängig von der Dämpfung ist. Daraus folgt, daß die Dämpfung nur durch ein horizontales Drehmoment erzielt sein kann, da jedes andere eine zusätzliche Verstellung hervorruft.

1) Herr Sommerfeld hat in Schriftsätzen, die mir bekannt geworden sind, eine grundsätzlich abweichende Theorie aufgestellt, und Herr v. Kármán und Herr Glitscher sind seinem Gedankengange gefolgt. Herr Sommerfeld leitet die Dämpfung aus einem Drehmomente her, das durch den Druck der Rosenachsenspitze gegen die Westbacke um die Vertikale entstehen soll, so daß also die Erdschwere die Dämpfung hervorrufen würde. Diese Theorie widerspricht demnach den Grundlagen der Mechanik und natürlich auch den Versuchsresultaten.

(Eingegangen 19. Dezember 1927.)

Wandrauhigkeit und Wärmeaustausch in der Strömungslehre.

Von H. Lorenz.

In meiner Mitteilung „Die Wandrauhigkeit in der Strömungslehre" (Physik. Zeitschr. **27**, 92, 1926) habe ich gezeigt, daß in einem Rohre oder Kanal das Druck- bzw. Spiegelgefälle $dp:dz$ bei rein turbulenter Strömung durch die Formel

$$-\frac{dp}{dz}=\frac{\lambda}{r}\cdot\frac{\gamma w^2}{2g}=\frac{2\tau}{r} \qquad (1)$$

im Einklang mit langjährigen Erfahrungen der Hydraulik gegeben ist, worin w die Mittelgeschwindigkeit im Querschnitte F, γ das Raumgewicht, g die Erdbeschleunigung und τ die Schubspannung an der Innenwand bedeuten, während der sog. hydraulische Radius r und die Widerstandszahl λ bei einem benetzten Umfange U und Unebenheiten der Wand von der mittleren Steigung $h:l$ durch

$$r=\frac{2F}{U},\quad \lambda=\frac{4h}{l} \qquad (2)$$

gegeben sind. In einer weiteren Mitteilung „Wärmeübergang und Turbulenz" (Physik. Zeitschr. **28**, 446, 1927) habe ich ferner nachgewiesen, daß der Beiwert α in der bekannten Formel

$$dQ=\alpha(T_0-T)\,dF \qquad (3)$$

für den Wärmeübergang Q zwischen einer festen Wand von der Temperatur T bezogen auf die Zeiteinheit und das Wandflächenelement dF mit der obigen Wandwiderstandszahl λ in der Beziehung

$$4\alpha=\lambda\cdot\gamma\cdot c_p\cdot w \qquad (4)$$

steht. Diese Beziehung, welche überdies schon vor mir van Iterson (De Ingenieur 1926, Nr. 17) aufgestellt hatte, wird durch die Erfahrung gut bestätigt. Im Falle einer laminaren Grenzschicht, die ich mir aber angesichts der darin auftretenden Wirbelballen nicht recht vorstellen kann, müßte die Wärmeleitung in dieser eine Korrektion bedingen, die Sellerio in dem Aufsatz „Beziehungen zwischen Wärmeübergang und Reibung" (Physik. Zeitschr. **29**, 55, 1928) angegeben hat. Haben wir es nun im Gegensatz zu dieser Strömung mit der Bewegung eines festen Körpers in einer Flüssigkeit bzw. der Umströmung der Außenwand eines Rohres zu tun, so verlieren die vorstehenden Formeln mit der nicht vorhandenen mittleren Geschwindigkeit w ihren Sinn, während die Grenzschicht auch auf der Außenseite des Körpers bzw. der Rohroberfläche durch deren Rauhigkeiten von der mittleren Steigung $h:l$ bestehen bleibt. In dieser können wir in erster Annäherung eine lineare Geschwindigkeitsverteilung mit dem Mittelwerte $v/2$ annehmen, so daß für die Geschwindigkeitszunahme v von der Haftung bis zum vollen Außenstrome die Impulsgleichung

$$W=v\cdot\frac{dm}{dt},\quad \frac{dm}{dt}=\frac{\gamma}{g}\cdot\frac{v}{2}\cdot l\cdot b \qquad (5)$$

besteht, worin h die Grenzschichtdicke und b die Wandbreite bedeutet.

Unter Ausschaltung von $dm:dt$ und Einführung der Wandfläche $bl=F$ sowie des Steigungsverhältnisses

$$\zeta=\frac{h}{l}=\frac{\lambda}{4} \qquad (6)$$

als Maß für die Wandrauhigkeit erhalten wir alsdann aus (5)

$$\frac{W}{F}=\zeta\cdot\frac{\gamma v^2}{2g}=\tau \qquad (5a)$$

worin der Beiwert ζ gerade ein Viertel der Rohrwiderstandszahl λ ist, und τ die Schubspannung an der benetzten Fläche bedeutet.

Zu demselben Ergebnis gelangen wir auch mit der Verschiebungsarbeit $W\cdot dz$ der Platte, durch die dem Flüssigkeitselement $dm=\frac{\gamma}{g}b\cdot h\cdot dz$ der Grenzschicht die verlorene Wucht $\frac{v^2}{2}\cdot dm$ wieder erteilt wird, also mit $F=b\cdot l$

$$W\cdot dz=\frac{\gamma}{g}\cdot b\cdot h\cdot dz\cdot\frac{v^2}{2}=\frac{h}{l}\frac{\gamma v^2}{2g}\cdot F\cdot dz$$

wie oben. Aus dem Vergleich von (1) mit (5a) erhellt, daß ein in der Achsenrichtung durch die Flüssigkeit mit $v=w$ gezogenes Rohr an der Innenfläche den doppelten Reibungswiderstand erfährt wie an der Außenfläche, offenbar wegen der dort gegen das Rohrinnere größeren Bewegungsfreiheit der an der Wand gebildeten Wirbelballen.

Über die Größe von ζ würden am besten Schleppversuche mit ebenen Platten Aufschluß geben, wenn diese nicht durch den Kanteneinfluß gestört würden. Diesen Fehler hat G. Kempf, der Leiter der Hamburger Schlepp-Versuchsanstalt[1]), dadurch vermieden, daß er solche Meßplatten in der Seitenwand eines großen Ozeandampfers unter gleichzeitiger Abdichtung derart beweglich eingebaut hat, daß die Reibungskraft auf der Innenseite durch Hebelübertragung gemessen werden konnte. Er fand bei Schiffsgeschwindigkeiten von 15,7—16,5 km = 8—8,5 m/sec im Mittel $\zeta=0{,}00225$, d. i. genau den

1) Dr. G. Kempf, Neuere Erfahrungen im Schiffbauversuchswesen. Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft **28**, 162, 1927.

vierten Teil von $\lambda = 0{,}009$ in guter Übereinstimmung mit früheren Plattenschleppversuchen von Gebers und eigenen an eisernen Zylindern[1]). Da für eiserne Rohre je nach der Glätte der Wand $\lambda = 0{,}008$ bis $0{,}01$ nach Gl. (1) aus dem Druckverluste gefunden wird, so liegt darin eine vorzügliche Bestätigung der Beziehung (6) und zugleich eine hohe Bewertung des Kempfschen Versuchverfahrens und seiner Ergebnisse. Die großen Kosten und der erhebliche Zeitaufwand verhindern allerdings die allgemeine Anwendung; und darum ist es gewiß wichtig und zu begrüßen, daß man zu denselben Ergebnissen durch die viel einfacheren Rohrversuche mit gleichem Wandmaterial und Oberflächenbeschaffenheit unter Benutzung von Gl. (6) gelangt.

Es liegt nun nahe, auch den Wärmeaustausch einer festen Oberfläche mit einer an ihr hinströmenden Flüssigkeit mit dem Beiwert ζ in Beziehung zu bringen.

Der in der Arbeitsformel

$$W \cdot dz = \zeta \cdot \frac{\gamma v^2}{2g} \cdot F \cdot dz$$

links stehenden Verschiebungsarbeit der Platte entspricht alsdann die Wärmezufuhr $\alpha (T_0 - T) F \cdot dt$, rechts aber der verlorenen und wiederersetzten Wucht $\frac{v^2}{2g}$ der Gewichtseinheit der Unterschied des Wärmeinhalts $c_p\ (T_0 - T)$. Daraus folgt alsdann nach Wegheben von $(T_0 - T) \cdot F$ die Beziehung

$$\alpha = \zeta \cdot \gamma \cdot c_p \cdot \frac{dz}{dt} = \zeta \gamma \cdot c_p \cdot v, \qquad (7)$$

die wegen $\lambda = 4\zeta$ mit (4) übereinstimmt, wenn wir darin v und w vertauschen, was angesichts der einseitig unbegrenzten Strömung an der Platte bzw. der Außenseite eines Körpers sowie der fast gleichförmigen Geschwindigkeitsverteilung der rein turbulenten Rohrströmung durchaus berechtigt ist.

1) G. Kempf, Über den Reibungswiderstand von Flächen verschiedener Form. Proc. Int. Congr. Applied Mechanics, Delft 1924.

(Eingegangen 10. März 1928.)

Zur Berechnung der Schallenergie.

Von Viktor Weißkopf.

Bei der Ableitung des Ausdruckes für den Energiefluß einer ebenen Schallwelle werden von allen Autoren die Größen zweiter Ordnung in den Druck- und Volumschwankungen vernachlässigt. Wir werden zeigen, daß dies bei der Berechnung der potentiellen Energie nicht berechtigt ist. Andererseits sind die Zusätze zweiter Ordnung durch die hydrodynamischen Gleichungen nicht eindeutig bestimmt. Sie werden erst durch die Forderung der Gleichheit von kinetischer und potentieller Energie bei Schallschwingungen genauer fixiert. Hierbei zeigt es sich, daß die von Airy berechneten Zusätze zweiter Ordnung nur in speziellen Fällen Geltung haben.

Aus den hydrodynamischen Grundgleichungen ergeben sich für die ebene Schallausbreitung bei kleinen Amplituden (unter Vernachlässigung der zweiten Ordnung) bekanntlich folgende Ausdrücke[1]):

$$\frac{d\xi}{dt} = A \sin\Theta$$

$$p = p_0\left(1 + \frac{\varkappa}{c} A \sin\Theta\right) \quad \Theta = \omega\left(t - \frac{x}{c}\right) \qquad (1)$$

$$v = v_0\left(1 - \frac{1}{c} A \sin\Theta\right)$$

(wobei p den Druck, v das spez. Volum, ξ die Verschiebung, p_0, v_0 die Größen im Ruhezustand, A die Geschwindigkeitsamplitude, $\varkappa$ das Verhältnis der spez. Wärmen, c die Schallgeschwindigkeit, ω die Kreisfrequenz bedeutet).

Der mittlere Energiefluß pro cm² und sec ist gleich dem mittleren Energieinhalt eines Prismas mit der Grundfläche 1 cm² und der Länge c parallel zur Fortpflanzungsrichtung.

Der mittlere kinetische Energieanteil ist leicht zu berechnen. Er ergibt sich zu[2]):

$$T = \frac{c}{4 v_0} A^2 \qquad (2)$$

Hierbei würden Zusätze 2. Ordnung zu den Ausdrücken (1) durch die Quadrierung in solche 3. und 4. Ordnung übergehen und daher keine Rolle spielen.

Die potentielle Energie wird meistens folgendermaßen abgeleitet[3])

$$\delta u = p\,\delta v = (p_0 + \delta p)\,\delta v = p_0\,\delta v + \delta p\,\delta v. \qquad (3)$$

Das Glied $p_0 \delta v$ wird bei der Integration weggelassen, mit der Begründung, daß δv rein periodisch ist. Ist aber der Zusatz 2. Ordnung zu δv nicht rein periodisch, so würde das Glied einen Beitrag gleicher Ordnung wie $\delta p\,\delta v$ zur Energie liefern. Dies ist auch, wie wir zeigen wollen, der Fall.

1) Siehe z. B. Rayleigh, Theory of the sound, II. Band, S. 16, 2. Auflage, London 1890. Der Ausdruck für v entsteht aus $p v^{\varkappa} = \text{const.}$

2) Lamb, Dynamical theory of sound, S. 164, London 1910.

3) Siehe z. B. Lamb, Dynamical Theory of sound, 163.

Wir berechnen die Zusätze 2. Ordnung aus folgenden Gleichungen:

Eulersche Gleichung:

$$\frac{\partial \dot{\xi}}{\partial t} + \dot{\xi}\frac{\partial \dot{\xi}}{\partial x} + v\frac{\partial p}{\partial x} = 0 \qquad (4)$$

Kontinuitätsgleichung:

$$v\frac{\partial \dot{\xi}}{\partial x} - \dot{\xi}\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial t} \qquad (5)$$

und setzen an:

$$\left.\begin{aligned} \dot{\xi} &= A\sin\Theta + f(x,t) \\ v &= v_0\left(1 - \frac{1}{c}A\sin\Theta + \varphi(x,t)\right) \\ pv^{\varkappa} &= \text{Const oder} \\ p &= p_0\Big[1 + \frac{\varkappa}{c}A\sin\Theta - \varkappa\varphi(x,t) \\ &\quad + \frac{\varkappa}{2}(\varkappa+1)\frac{A^2}{c^2}\sin^2\Theta\Big] \end{aligned}\right| \qquad (6)$$

Aus (4) erhält man durch Einsetzen und Koeffizientenvergleich:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - c^2\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\varkappa+1}{c}A^2\omega\sin\Theta\cos\Theta. \qquad (7)$$

Aus (5) ebenso:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \qquad (8)$$

Das ergibt zusammen durch Differenzieren von (7) nach x und (8) nach t:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} - c^2\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = -\frac{\varkappa+1}{c^2}A^2\omega^2\cos 2\Theta.$$

Das Integral lautet allgemein:

$$\varphi(x,t) = -\frac{\varkappa+1}{4c^2}A^2\left[\frac{ct+x}{2}\frac{\omega}{c}\sin 2\Theta + h(ct+x) + j(ct-x)\right],$$

wobei h und j beliebige Funktionen sind. Für die stationäre Welle gilt die spezielle Lösung:

$$\varphi(x,t) = -\frac{\varkappa+1}{4c^3}A^2\omega x\sin 2\Theta + \varphi^*(\Theta),$$

wobei φ^* eine beliebige Funktion von $\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)$ ist.

Der Mittelwert des Raumintegrals über das erste Glied ist 0. Es liefert also keinen Beitrag zur Energie in (3). Da aber die Funktion $\varphi^*(\Theta)$ beliebig ist, kommen wir zu dem Resultat: Die potentielle Energie einer Schallwelle läßt sich nicht eindeutig aus den hydrodynamischen Gleichungen berechnen.

Hingegen kann man auf folgende Weise zu einem Wert für die potentielle Energie gelangen: Nach dem Hamiltonschen Prinzip ist $\int(T-U)\,dt$ ein Extremum. Daher muß der Mittelwert von $(T-U)$ für alle unendlich benachbarten virtuellen Bewegungen gleich sein. Eine von diesen ist die harmonische Wellenbewegung, da die Differenzen (die Zusätze 2. Ordnung zu [1]) unendlich klein von höherer Ordnung als die Variabeln selbst sind. Bei harmonischen Schwingungen ist $T - U = 0$, daher gilt für die wahre Bewegung $T = U$, und für den Gesamtenergiefluß

$$W = T + U = \frac{c}{2v_0}A^2.$$

Der so bestimmte Ausdruck für die potentielle Energie liefert uns umgekehrt gewisse Bestimmungen für die Funktion φ^*. Die Berechnung der potentiellen Energie bei gegebenem φ^* würde folgendermaßen vor sich gehen: Es sei s definiert durch $v = v_0(1+s)$; dann ist der Energiezuwachs der Masseneinheit bei Vernachlässigung der Glieder von höherer als 2. Ordnung

$$\delta u = \int_{v_0}^{v} p\,dv = p_0v_0\int_0^s(1-\varkappa s)\,ds = p_0v_0\left(s - \frac{\varkappa}{2}s^2\right).$$

Den Energieinhalt des Prismas berechnen wir, indem wir es in $c\cdot\frac{1}{\lambda} = \frac{\omega}{2\pi}$ Abschnitte von der Länge λ teilen. Für jeden von diesen gilt

$$U_\lambda = p_0\int_x^{x+\lambda} s\,dx - \frac{p_0\varkappa}{2}\int_x^{x+\lambda} s^2\,dx,$$

daher für den mittleren Energieinhalt $U = \frac{\omega}{2\pi}U_\lambda$.

Da nach (2) die Energie von der Größenordnung A^2 ist, kann man im zweiten Integral für s^2 mit unendlich kleinem Fehler $\frac{A^2}{c^2}\sin^2\Theta$ setzen. Die Ausrechnung des zweiten Integrals liefert für U den Anteil

$$\frac{c}{4v_0}A^2,$$

dieser ist nach (2) gleich der kinetischen Energie, das hat zur Folge, daß das erste Integral verschwinden muß oder daß φ^* gleich 0 oder eine Funktion von der 2. Größenordnung sein muß, deren räumlicher Mittelwert verschwindet.

Die genaue Form der Funktion wird durch die Grenzbedingungen, d. i. durch die Bewegung des Schallsenders an der Stelle $x = 0$ bestimmt. Erzeugt dieser obertonfreie Volumschwankungen, so ist $\varphi^*(\Theta) = 0$. Dann folgt aus (8)

$$f(x,t) = \frac{\varkappa+1}{4c^2}A^2\omega x\sin 2\Theta - \frac{\varkappa+1}{8c}A^2\cos 2\Theta. \qquad (9)$$

Die Geschwindigkeitsänderungen sind dann auch an der Stelle $x = 0$ nicht ganz obertonfrei. Das-

selbe gilt nach (6) für die Druckänderungen. Setzen wir hingegen die Druck- oder Geschwindigkeitsänderungen als obertonfrei erzeugt an, so erhalten wir wieder für φ^* (Θ) einen von 0 verschiedenen Wert. Die Glieder 2. Ordnung sind also verschieden, je nach dem der Schallsender Druck-, Volum- oder Geschwindigkeitsänderungen erzeugt.

Die entsprechenden Verschiebungen ξ erhält man durch Integration von (9) oder den entsprechend abgeänderten Ausdrücken. Wenn von $B = -\frac{A}{\omega}$ bis die Amplitude des Gliedes 1. Ordnung ist und $k\,(x)$ eine unbestimmte Funktion, so gilt bei obertonfreier Schallerzeugung durch Geschwindigkeitsänderungen:

$$\xi_{(\dot{\xi})} = B\cos\Theta - \frac{(\varkappa+1)\omega^2}{8c^2}\,x B^2 \cos 2\Theta + k(x)$$

durch Volumänderungen:

$$\xi_{(v)} = B\cos\Theta - \frac{(\varkappa+1)\omega^2}{8c^2}\,x B^2 \cos 2\Theta - \frac{(\varkappa+1)\omega}{16c} B^2 \sin 2\Theta + k(x)$$

und durch Druckänderungen:

$$\xi_{(p)} = B\cos\Theta - \frac{(\varkappa+1)\omega^2}{8c^2}\,x B^2 \cos 2\Theta + \frac{(\varkappa+1)\omega}{16c} B^2 \sin 2\Theta + k(x)\,.$$

Bloß die erste Form stimmt mit der von Airy angegebenen überein[1]). Bei obertonfreier Schallerzeugung durch Druck- oder Volumschwankungen tritt eine Abweichung von Airys Formel ein, so daß es in diesen beiden Fällen keine Stelle im Raum gibt, wo die ebene Schallwelle bis in die zweite Ordnung obertonfrei ist.

1) Airy, Enc. Metrop. art. Tides and Waves, London 1845, siehe auch Lamb, l. c., S. 180f.

Wien, im Januar 1928.

(Eingegangen 20. Februar 1928.)

Versuche über Reibungselektrizität. II. Ein neuer Effekt.

Von Josef Tagger.

In einer ersten Mitteilung (diese Zeitschr. **28**, 365—375, 1927) habe ich über Versuche berichtet, die sich mit der Erzeugung von Reibungselektrizität durch Stoß befassen und habe die Mitteilung neuer Versuche in Aussicht gestellt, bei denen Reibungselektrizität durch Einwirkung von Gasen auf feste Körper entsteht. Obwohl seit dieser Mitteilung nahezu ein Jahr verflossen ist, war es mir nicht möglich, die Arbeit inzwischen wesentlich zu fördern. Da die ersten Versuche bereits in das Jahr 1923 zurückreichen und inzwischen dasselbe Problem von verschiedenen Seiten erfolgreich bearbeitet wird, sehe ich mich veranlaßt, über den heutigen Stand meiner Versuche zu berichten.

Bei meinen Versuchen, durch den Stoß fester Körper Elektrizität zu erzeugen, ist die beim Stoße umgesetzte mechanische Energie sehr gering, es genügt eine fast unmeßbar kleine Geschwindigkeit des stoßenden Körpers, verhältnismäßig große Ladungen zu erzeugen. Da ist die Frage naheliegend, warum nicht auch durch den Stoß der bewegten Moleküle ruhender Luft, die doch Geschwindigkeiten von mehreren hundert Metern pro Sekunde besitzen, auf feste Körper nicht ebenfalls elektrische Ladungen auftreten sollten. Es ist dies dieselbe Frage, die sich A. Güntherschulze[1]) später auch stellte, ohne sie jedoch zu beantworten. Daß der durch den Stoß der Moleküle erzeugte Druck pro Flächeneinheit viel höher ist als der bei meinen Versuchen angewendete, war mir klar, ebenso sicher ist es aber auch, daß unter normalen Verhältnissen dieser Molekülstoß nachweisbare Ladungen nicht hervorbringt. Die Ursache für das Nichtauftreten von Ladungen unter normalen Verhältnissen vermutete ich in dem Vorhandensein einer Gashaut, die bewirkt, daß der Stoß zwischen gleichartigen Körpern erfolgt, wodurch das Auftreten von Ladungen unterbleibt. Trifft der Stoß des Moleküls auf die freie metallische Oberfläche, so müssen Ladungen entstehen. Durch diesen Gedankengang ist die Anordnung der Versuche bereits gegeben.

Chrom-Nickel- (Cekas-) Draht von 0,55 mm Φ wurde zu einer engen Spirale gewickelt und diese Spirale an mehreren Stellen an einer Holzleiste befestigt (Fig. 1). Die Leiste wurde isoliert von einem Bernsteinstücke B gehalten. An die Enden der Spirale waren zwei starke Kupferdrähte angeschlossen, die mit ihren Enden je in einen Quecksilbernapf tauchten. Die beiden Quecksilbernäpfe saßen auf einem drehbaren Hebel und die Länge der Kupferdrähte war so bemessen, daß beim Senken des Hebels zuerst der eine und erst etwas später der andere Kupferdraht vom Quecksilber sich abhob. Dieser letztere Kupferdraht war außerdem leitend mit einem Quadrantenelektrometer verbunden. Durch die beiden Quecksilbernäpfe konnte die Spirale an eine Starkstromquelle angeschlossen werden, und zwar war jener Pol der Stromquelle, der mit der Spirale länger in Kontakt blieb, geerdet. Zur Vermeidung starker Funkenbildung war über

1) Zeitschr. f. Phys. **39**, 245. 1926.

dem Quecksilber eine Schichte Petroleum aufgegossen. Wurde nun der Hebel gehoben, so war der Strom geschlossen und die Spirale kam in lebhafte Glut. Durch das Senken des Hebels wurde der Strom unterbrochen, und zwar in der Weise, daß die Spirale im Momente der Isolierung auf Erdpotential sich befand.

Mit dieser einfachen Versuchsanordnung wurde eine große Zahl von Versuchen durchgeführt, aber immer mit demselben Material (Cekasdraht). Der Draht wurde zuerst etwa 10 Minuten schwach geglüht, dann isoliert und gemessen, nach längerer Pause wurde der Glühprozeß mit erhöhter Temperatur wieder 10—15 Minuten fortgesetzt und dann wieder beobachtet und so fort, bis nahe die Schmelztemperatur des Drahtes erreicht war. Bei den tieferen Glühtemperaturen war der Effekt sehr klein oder überhaupt nicht nachweisbar, bei hohen Glühtemperaturen trat vielfach ein sehr starker Effekt auf. In einzelnen Fällen wurden Spannungen gemessen, die 30 Volt erreichten. Die entwickelte Ladung war durchaus negativ. Die Empfindlichkeit des Quadrantenelektrometers betrug bei normaler Nadelspannung etwa 100 Partes pro Volt, die Kapazität der Versuchsanordnung war von der Größenordnung 80 cm. In einzelnen Fällen wurde die Nadelspannung weitgehend verringert, um auch höhere Spannungen messen zu können. Um ein Bild zu geben über den zeitlichen Verlauf der Ladungsentwicklung, führe ich folgende Tabelle an. Auf der linken Seite derselben stehen die Zeiten, innerhalb welcher seit Unterbrechung des Glühvorganges und Isolierung des Systems die Ausschläge erreicht wurden, die sich auf der rechten Seite der Tabelle befinden. Die Nullage des Instrumentes war auf 300 eingestellt, der Ausschlag 600 bedeutet das Ende der Skala. So oft dieser Ausschlag erreicht wurde, wurde kurz geerdet derart, daß sich wieder die Nullage ergab, wodurch naturgemäß nicht unbedeutende Ladungsmengen für die Messung verlorengingen.

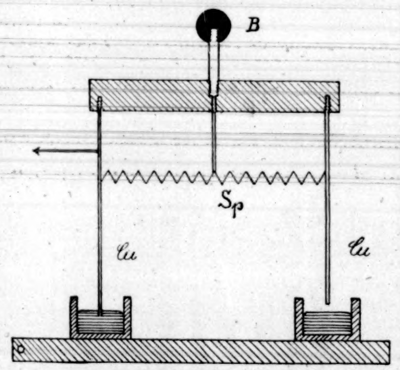

Fig. 1.

30 sec	460	2^m 45 sec	600
40 sec	600	3^m 25 sec	600
1^m	600	4^m 30 sec	600
1^m 20 sec	600	6^m 25 sec	600
1^m 40 sec	600	8^m	480
2^m 10 sec	600	9^m 30 sec	600

Es wurde also bei diesem Versuche das System von 80 cm Kapazität innerhalb $9^1/_2$ Minuten 10 mal auf eine Spannung von etwa 3 Volt aufgeladen. Wie man aus der Tabelle ersieht, erfolgt die Ladungsentwicklung anfangs sehr rasch und wird mit fortschreitender Zeit immer schwächer. Ein schwacher Effekt war noch nach 30 Minuten vorhanden. Für eine strengere Untersuchung des Effektes war die bisher benutzte Versuchsanordnung wenig geeignet. Die Frage nach dem Einflusse des Luftdruckes auf den Effekt war naheliegend und ebenso naheliegend war die Frage nach seiner Natur: ob es sich um einen physikalischen oder chemischen Effekt handelt. Um diese Fragen zu entscheiden, ließ ich mir von der Firma Vertex Elektrowerk, G. m. b. H. in Wien, Glühlampen gewöhnlicher Konstruktion aber mit 0,2 mm starkem Platindraht als Glühdraht anfertigen. Diese Firma hat mir eine Reihe von solchen Lampen in der entgegenkommendsten Weise vollkommen kostenlos für meine Versuche zur Verfügung gestellt. Die Lampen besaßen ein offenes Ansatzrohr, um sie beliebig evakuieren zu können. Ich habe mit diesen Lampen viele Versuche durchgeführt, der Effekt, der auftrat, war aber sehr klein, so klein, daß ich ihn als positives Ergebnis gar nicht anzusprechen wagte. Ich nahm an, daß sich beim Effekte auch eine Ladung entgegengesetzten Vorzeichens entwickle und daß diese Ladung bei diesen Lampen die zu beobachtende Ladung kompensiere. Um definierte Verhältnisse zu schaffen, mußte ich also für die Versuche Lampen verwenden, deren Glühdraht eine Schutzelektrode umgab, ein Metallzylinder, wie ihn die Verstärkerröhren der Radiotechnik als Anode verwenden. Zwei derartige Lampen, wieder mit Platindraht als Glühdraht, wurden mir durch die freundliche Vermittlung des Herrn Dr. Thaller von der Röntgenröhrenfabrik C. H. F. Müller in Hamburg, bereits im Oktober 1924 ebenfalls kostenlos in uneigennützigster Weise geliefert. Aber auch mit diesen Lampen erzielte ich, trotz Erdung der Schutzzylinder, keinen Effekt. Als Glühtemperatur verwendete ich dieselbe wie

bei den Cekasdrähten, einmal deshalb, weil ich glaubte, diese Temperatur sei, genügend lange einwirkend und mit Unterstützung des Vakuums, ausreichend zur Entgasung der Drahtoberfläche, und dann auch deshalb, weil ich durch höhere Temperatur die kostbaren Lampen nicht gefährden wollte.

Diese Mißerfolge schienen darauf hinzudeuten, daß es sich um einen chemischen Effekt handle. War dies zutreffend, so mußte sich ein Effekt einstellen, wenn die Versuche mit gewöhnlichen Glühlampen mit Wolframdraht als Glühdraht wiederholt wurden. Ich ließ solche Lampen längere Zeit mit normaler Spannung brennen, brach dann die Spitze durch, um Luft eintreten zu lassen, hatte aber wieder keinen sicheren Erfolg. Inzwischen war es nach zweijährigem Warten dem Institute doch möglich geworden, eine Quecksilberdiffusionspumpe aus Stahl nach Gaede zu beschaffen. Um die Pumpe ausnützen zu können, baute ich mir selbst ein Evakuierungsgefäß aus Eisen, das die Forderungen nach hoher Isolation des Glühkörpers, ausreichender Unempfindlichkeit gegen starke Erwärmung, hohem Vakuum und beliebiger Auswechselbarkeit des Glühkörpers erfüllen sollte. Erst das vierte Gefäß erfüllte die Bedingungen, wenn man ein höchsterreichtes Vakuum von 10^{-4} cm Hg als ausreichend gelten läßt. Dieses Gefäß ist in Fig. 2 schematisch dargestellt. Das mittlere Rohr R_1 dient zur Evakuierung. Seine untere Hälfte sitzt direkt auf einem selbst verfertigten Metallhahn, der mittels Konus der Pumpe aufgesetzt ist. Der mittlere, vollständig schwarz gezeichnete Doppelkonus aus Bernstein ist in die Rohrenden eingekittet und hat den Zweck, im Bedarfsfalle das ganze Gefäß isolieren zu können, besonders wenn es sich darum handelt, die Gegenladung des Effektes nachzuweisen. Die Rohre R_2 nehmen die Stromzuführungen auf. Die an dem unteren Ende konischen Zuführungsstäbe pressen konische Bernsteinbuchsen in das Messingrohr. Die Buchsen sind eingeschliffen und mit Klebwachs verkittet. Die eiserne Deckelhaube sitzt auf einem Schliffe — seine geringe Länge, die wenigstens zweimal so groß als der Durchmesser des Schliffes sein sollte, ist für das geringe erreichbare Vakuum verantwortlich zu machen — ist mit einer durch die kleinen Kreise angedeuteten, mit Wasser gespeisten Kühlspirale aus Kupfer umwickelt und trägt oben seitlich einen Tubus angesetzt, dessen Spiegelglasfenster, mit Pizein aufgekittet und verschraubt, die Beobachtung der Glühspirale ermöglicht. Die Deckelhaube wird in Wirklichkeit um 90° verdreht aufgesetzt.

Da die bisherigen Versuche zur Genüge den bedeutenden Einfluß der Glühtemperatur auf den Effekt aufgezeigt hatten, baute ich mir selbst ein optisches Pyrometer nach Holborn und Kurlbaum, nachdem alle Beschaffungsversuche gescheitert waren. Das Instrument besitzt eine etwa 3fache Vergrößerung, die es ermöglicht, auch dünne Drähte mit ausreichender Genauigkeit zu messen.

Mit dieser verbesserten Anordnung wurden die Versuche fortgesetzt. Die Pumpe blieb

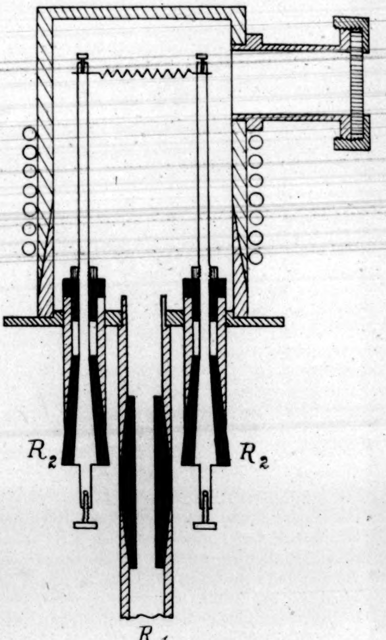

Fig. 2.

dauernd in Betrieb, auch wenn der Glühvorgang unterbrochen wurde. Ein Einfluß des erreichten Vakuums auf den Effekt war nicht vorhanden. Damit scheint auch wenigstens derzeit der Gedanke, den Effekt zur Messung höchster Vakua zu verwenden, geringe Aussicht auf Erfolg zu besitzen. Die Vertex Elektrowerk G. m. b. H. in Wien hatte mir in neuerlichem Entgegenkommen Wolframdraht zur Verfügung gestellt. Mit einer Spirale aus 0,3 mm starkem Drahte von 50 cm Länge machte ich ein Dutzend Versuche. Die Spirale wurde je 15—20 Minuten geglüht unter Temperaturen, die von 1600° auf etwa 2000° anstiegen. Beim letzten Versuche brannte die

Spirale durch. Sie war, ein Zeichen des schlechten Vakuums, mit einer dicken Oxydschichte bedeckt. Wären beim Effekte chemische Einflüsse wirksam, so hätten bei diesem Versuche starke Ladungen auftreten müssen. Bei den niedrigeren Temperaturen war aber gar kein Effekt vorhanden, erst bei den hohen Temperaturen konnten kleine, negative Ladungen nachgewiesen werden. Die höchste Spannung wurde bei einem der letzten Versuche mit etwa $^1/_4$ Volt gemessen (44 Partes).

Perucca[1]) hatte bei seinen Versuchen, Reibungselektrizität zwischen Metallen und Gasen zu erzeugen, auch mit Platin hohe Spannungen erzielt; Wolfram ergab bei Temperaturen von 1600° kaum einen Effekt, Temperaturen von 1400° und 1500° waren auf Platin ohne Einwirkung. Unter diesen Verhältnissen mußte sich der Gedanke aufdrängen, daß die Schmelztemperatur der verschiedenen Metalle bei der Erscheinung eine Rolle spiele. Ich setzte daher nochmals eine Platinspirale ein. Der Draht von 0,2 mm Φ hatte eine Länge von 35 cm. Beginnend mit einer Temperatur von 1150° stieg ich in 13 Stufen bis zur Schmelztemperatur. Nach dem Durchschmelzen der Spirale ergab sich ein Ausschlag von 80 Skalenteilen, der einer negativen Spannung von $^1/_2$ Volt entsprach. Damit war wohl der physikalische Charakter des Effektes bewiesen.

Spielte also die Schmelztemperatur wirklich eine Rolle, wie es der Versuch mit Platin ergab, so konnten auch Ladungen bei Metallen mit verhältnismäßig tiefer Schmelztemperatur auftreten. Ich verwendete Elektrolytkupfer und stieg mit der Glühtemperatur ohne den Glühprozeß zu unterbrechen in kleinen Stufen bis zum Schmelzpunkte (1075°). Bei diesem Versuche ergab sich die erste positive Ladung, der Ausschlag betrug 90 Skalenteile etwa 20 Minuten nach Beendigung des Glühens. Eine Nickeldrahtspirale ergab nach dem Durchbrennen (1460°) ebenfalls eine positive Ladung.

Diese Ergebnisse ändern das Bild unserer Vorstellungen. Die schwachen Effekte, die bei Temperaturen unter dem Schmelzpunkte auftreten, scheinen auf einen reinen Oberflächeneffekt hinzuweisen, die großen Ladungen, die bei Annäherung der Glühtemperatur an den Schmelzpunkt der Metalle auftreten, deuten auf einen Masseneffekt, auf eine Entgasung der Metallmasse als Ganzes. Es wird von besonderem Interesse sein, ob der Effekt auch noch eintritt bei Metallen ganz niedrigen Schmelzpunktes, bei Aluminium, Zink, vielleicht sogar Blei.

1) Zeitschr. f. Phys. **34**, 120—130, 1925.

Zur Klärung der Frage nach der zweiten Art der Elektrizität erdete ich beim Versuche eine Cekasdrahtspirale und schloß das jetzt isolierte Gehäuse an das Quadrantenelektrometer an. Die beobachtete, starke Ladung war jetzt positiv.

Um abschließend die nach dem Glühen von Chrom-Nickel auftretenden hohen Spannungen in einem Zuge messen zu können, setzte ich eine Spirale aus Chrom-Nickeldraht in den Apparat und verwendete das Quadrantenelektrometer in Nadelschaltung. Es ergab sich, trotz der kleinen Spirale und hohen Kapazität der Versuchsanordnung, eine Spannung von 48 Volt!

Daß bei Temperaturen, die einiges unter dem Schmelzpunkte liegen, der auftretende Effekt sehr klein ist, hat eine angenehme experimentelle Bedeutung für die Untersuchung von Nichtleitern auf denselben Effekt. Denn dies ermöglicht, die schlechten Leiter mit Hilfe von Platin- oder Wolframdrahtheizung bequem auf hohe Temperaturen zu bringen ohne fürchten zu müssen, daß ein großer Effekt durch die Einwirkung dieser Metalle verdeckt wird.

Die Reproduzierbarkeit des Effektes war bei den bisherigen Versuchen, selbst bei dem am stärksten reagierenden Chrom-Nickel, eine sehr unsichere. Ich glaube, daß hierbei die Verwendung des Glühdrahtes in Spiralenform mit eine Rolle spielt. Wenn ich auch alles Augenmerk darauf verwendete, den Abstand der einzelnen Drahtwindungen möglichst gleichmäßig zu gestalten — ich verwendete nur hartgezogene Drähte, deren Spiralen sich viel gleichmäßiger dehnen lassen — gelingt dies doch sehr schwer. Bei dem geringen Abstande der einzelnen Windungen spielen kleinste Unterschiede schon eine Rolle und bewirken eine ungleiche Verteilung der Temperatur. Wenn auch der Raum im Glühgefäße sehr beschränkt ist, werde ich doch dazu übergehen müssen, die Drähte in gestreckter Form oder Metallbänder zu verwenden.

Die Beobachtung starker Effekte ist sehr interessant. Verwendet man ein Meßinstrument der angegebenen Empfindlichkeit, so wird die Nadel nach Aufhebung der Erdung stoßartig, oft in einem einzigen Rucke über die Skala hinaus abgelenkt. Ist die stürmischste Ladungsentwicklung auch vorüber, behält der Vorgang immer noch den Charakter elementaren Geschehens: wie von kleinen Explosionen getrieben, zuckt die Nadel, hüpft das Teilungsbild in einzelnen Sprüngen durch das Gesichtsfeld. Es tritt aber bald Beruhigung ein. Dann ist die Bewegung eine schwankende, oft geht der Ausschlag ein Stück zurück, macht größere oder kleinere Pausen und schiebt sich schließlich nur mehr mit Mühe dem Ende der Skala entgegen.

Es ist sehr leicht, ohne besondere Vorkehrungen den Versuch zu wiederholen. Ich rate hiezu einen langen, 0,3—0,5 mm starken Chrom-Nickeldraht zu einer Spirale zu wickeln, diese auf eine Tonplatte als isolierende und feuerfeste Unterlage zu legen und mit einem Vorschaltwiderstande durch die Lichtleitung zu speisen. Man hat genügend Zeit, nach Beendigung des Glühens den Draht loszuklemmen und in eine dem Meßapparate aufgesetzte Metallschale zu legen, kann sich also alle Schaltmechanismen ersparen.

Ich bin jetzt dazu übergegangen, den Einfluß verschiedener Gase auf den Effekt zu überprüfen. Besonderes Interesse dürfte das Verhalten des Palladiums und des Platinschwamms dem Wasserstoffe gegenüber in Anspruch nehmen.

Wenn auch der für diese Mitteilung zugebilligte Raum sehr beschränkt ist, will ich doch auf zwei Arbeiten M. A. Schirmanns[1]) wenigstens hinweisen, die zum vorliegenden Problem in Beziehung stehen. In der ersten der beiden Arbeiten behandelt dieselbe die Sorption von Gasen durch entgaste Metalle (Wolfram) im Hochvakuum und in der zweiten die Frage nach der Existenz einer Elektrisierung durch Reibung zwischen festen Körpern und Gasen. Die Ergebnisse dieser beiden Arbeiten beanspruchen unter Berücksichtigung meiner Versuchsresultate vielleicht besonderes Interesse. Auch eine Arbeit von A. Stäger[2]), „Vulkanische Elektrizität und verwandte Gebiete" kann ich nicht unerwähnt lassen. Stäger hat in dieser Arbeit gewissenhaft alles Tatsachenmaterial gesammelt, das für die Erklärung der vulkanischen Elektrizität von Bedeutung ist und alle Erklärungsversuche zusammengestellt. Er nimmt kritisch zu diesen Versuchen Stellung und tritt, gestützt auf eigene Untersuchungen[3]) für die staubelektrischen Erklärungsversuche ein. Nachdem Stäger der von mir beobachtete Effekt nicht bekannt war, konnte er denselben zur Erklärung auch nicht heranziehen. Das von Stäger gesammelte Material scheint mir den Versuch, dem neuen Effekte bei der Bildung von Vulkanelektrizität eine gewisse Rolle zuzuschreiben, nicht aussichtslos zu gestalten. Die großen Massen feinster Asche besitzen bei der Eruption eine Temperatur, die auf 1000^0 bis 1100^0 geschätzt wird. Diese Temperatur dürfte zur Auslösung des Effektes genügen, falls der Effekt bei Asche überhaupt auftritt. Die von Stäger bevorzugte Erklärung scheint mir zwanglos und gangbar, besonders für die ersten Phasen der Eruption, in denen heftige Wirbelbewegungen den verlangten Reibungsvorgang herbeiführen können. Nicht mehr so wahrscheinlich dünkt mich das Auftreten dieser Vorgänge in den späteren Phasen, in denen sich die Aschenwolke in große Höhen und weite Entfernungen verschoben hat. In diesen Entfernungen muß wenigstens eine innere Beruhigung der Massen eingetreten sein und weitere Bewegungen sind nur mehr bedingt durch die Bewegung der Gasmassen als Ganzes und durch das Gewicht der festen Teile. Ob die hierbei auftretenden Geschwindigkeitsunterschiede zur Erzielung des großen Effektes ausreichen, wird sich nicht leicht entscheiden lassen. Nach Stäger treten Vulkangewitter aber noch auf bei Wolkenhöhen von über 10 km über dem Krater und in Entfernungen von 25 km und darüber. Da die Wolkengeschwindigkeit mit 25—50 m/sec angegeben wird, wird diese Entfernung erst in 10—20 Minuten nach der Eruption erreicht. Diese Zeiten sind mit dem neuen Effekte vereinbar, besonders wenn man bedenkt, daß die Abkühlungsgeschwindigkeit so großer Gasmassen keine sehr große ist.

Innsbruck, im Jänner 1928, Physikal. Institut der Universität.

(Eingegangen 1. Februar 1928.)

1) Physik. Zeitschr. **27**, 748—751, 1926; Zeitschr. f. Phys. **46**, 3. u. 4. Heft, 1927.
2) Gerland's Beiträge zur Geophysik, **16**, 3.
3) Ann. d. Phys., IV. Folge, **76**, 1925 u. **77**, 1925.

Ein Accelerograph für das Praktikum.

Von Olaf Devik.

Beim elementaren physikalischen Unterricht ist die Mechanik vorwiegend ein Studium idealisierter Bewegungen und Kräfte. Daher kommt es wohl, daß die Studenten oft, sozusagen, entdecken müssen, daß die realen Bewegungen stets mit wechselnden Beschleunigungen und entsprechenden Trägheitskräften untrennbar verknüpft sind. Zwar hätte eine Analyse der alltäglichen Erfahrungen dies klar zeigen können, im Interesse der übersichtlichen Darstellung aber werden beispielsweise Erschütterungen als „Störungen" betrachtet, die durch geeignete Wahl der Versuchsbedingungen auf ein Minimum beschränkt werden können. Mit gutem Gewissen kann man sie dann vernachlässigen; das bedeutet aber psychologisch: vergessen. Das ist schade, denn erstens sind die Erschütterungen in der Praxis leider nicht zu vernachlässigen, und zweitens führen uns eben diese Erschütterungen sehr anschaulich vor Augen, wie Trägheit, Beschleunigung und Kraft miteinander verknüpft sind.

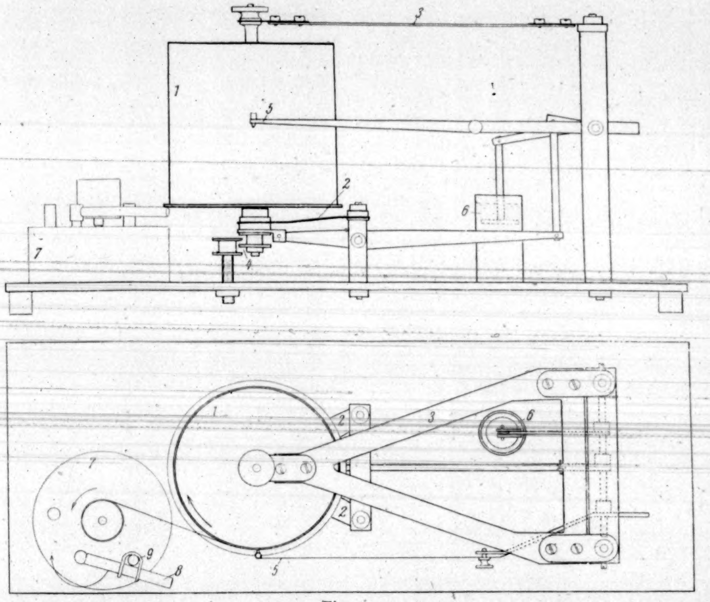

Fig. 1.

Wie bekannt, kann die Messung einer Beschleunigung auf dynamischem Weg sehr einfach geschehen; es wird im Prinzip eine belastete Federwage benutzt, wie es die Seismographen und die technischen Accelerometer in mannigfachen Ausführungen zeigen.

Im folgenden wird ein derartiger einfacher Accelerograph für das Praktikum beschrieben, welcher für die Messung von Vertikalbeschleunigungen von der Größenordnung 100 cm/sec^2 bestimmt ist (Fig. 1). Das schwere Gewicht (1) bildet gleichzeitig den Registrierzylinder und ist an einer kräftigen Blattfeder (2) aufgehängt; die Bewegung des Gewichtes wird oben durch den V-förmigen Arm (3) gesteuert. Dieser Verschiebung ist durch eine Sperrvorrichtung (4) ein begrenzter Spielraum gesetzt. Die Verschiebung wird in gewöhnlicher Weise vergrößert und auf die Schreibfeder (5) übertragen. Es sei die Verschiebung der Schreibfeder $= L_0$ bei einer Zusatzbelastung p_0, die Empfindlichkeit der Federwage also $\alpha = \frac{p_0}{L_0}$. Wenn das Instrument z. B. eine aufwärts gerichtete Beschleunigung b erfährt, wird die träge Masse M des Zylinders nachbleiben, bis der Zug der Federspannung der Kraft $M \cdot b$ das Gleichgewicht hält. Von diesem Zeitpunkt an ist die Verschiebung der schweren Masse dem Instrumentstativ gegenüber unverändert, solange die Beschleunigung konstant bleibt. Ist der entsprechende Ausschlag der Schreibfeder L_1, so ist also

$$M b = \alpha L_1, \quad \text{d. h.} \quad b = \frac{\alpha L_1}{M}. \qquad \text{(I)}$$

M ist etwas größer als die Masse des Zylinders, denn das ganze, bewegliche Stangensystem wird auch beschleunigt. Falls man die — vorläufig unbekannte — Beschleunigung b reproduzieren kann, so kann die Masse M in der Weise bestimmt werden, daß man den Zylinder mit einer Zusatzmasse m belastet und den neuen Ausschlag L_2 beobachtet. Dann ist

$$\frac{\alpha L_1}{M} = \frac{\alpha L_2}{M + m}, \quad \text{d. h.} \quad M = \frac{L_1}{L_2 - L_1} \cdot m.$$

Bequemer ist jedoch das Instrument mit einer genau bekannten Beschleunigung zu eichen. Zu diesem Zweck müssen folgende Bedingungen erfüllt sein: 1. Die Eigenschwingungen des Instrumentes müssen aperiodisch gedämpft sein; dies wird durch Öldämpfung (6) erreicht. 2. Periodische Beschleunigungen müssen außerhalb des Resonanzgebietes der Eigenschwingung sein.

3. Die Beschleunigung muß annähernd konstant sein, während einer Zeit wenigstens so groß wie die Eigenperiode ist. Dauert die Beschleunigung eine kürzere Zeit, wird das Instrument einen Mittelwert und nicht den größten Wert angeben.

Beim Registrieren wird der Zylinder von einem Uhrwerk oder Federwerk getrieben; entweder wird das Werk im Zylinder selbst eingebaut sein, oder man kann, wie in der Figur angedeutet, den Zylinder durch eine Schnur von einem seitlich angebrachten Federwerk (7) treiben. In diesem Falle läßt man das Ablaufen des gespannten Federwerks derart begrenzen, daß der Zylinder nur einmal umgedreht wird[1]). Bequem ist es, das Federwerk ganz in Öl laufen zu lassen.

Für die Eichung des Instrumentes kann man bequem die Schwingung einer belasteten Spiralfeder benutzen. Ist die Amplitude einer Schwingung y, so ist ja die Beschleunigung:

$$b = -\frac{4\pi^2}{T^2} \cdot y \tag{II}$$

und also durch die Periode T und die Amplitude y gegeben. Die Eichvorrichtung kann einfach an einem Tisch befestigt sein (Fig. 2). An einer

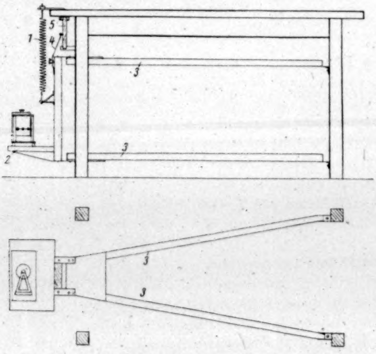

Fig. 2.

Spiralfeder (1) ist ein Brett (2) aufgehängt; die Vertikalbewegung dieses Brettes ist durch eine Parallelogrammsteuerung (3) gesichert. Die Schwingungsdauer T wird zuerst bestimmt. Dann sollen zusammenhörende Werte von Amplitude und Beschleunigung registriert werden.

Die Amplitude kann durch die Schreibfeder (4) registriert werden; das Registrierpapier wird an die Platte (5) befestigt, welche einfach mit der Hand seitwärts gezogen wird. Um eine bestimmte Anfangsamplitude einstellen zu können, wird das Brett (2) vor dem Beginn der Messung entsprechend gehoben und durch eine Kette an einem Stift aufgehängt (an der Zeichnung fortgelassen); die Schwingung wird dadurch eingeleitet, daß die Kette vom Stift wieder weg-

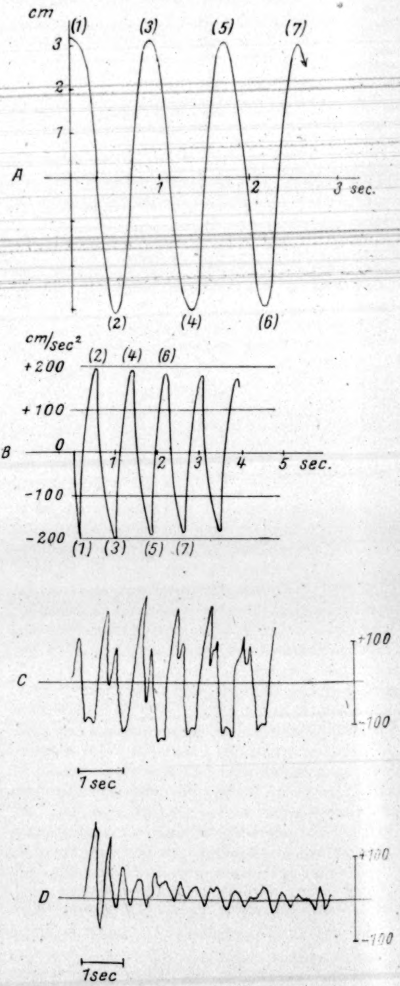

Fig. 3.

1) Die Triebfeder wird gespannt, wenn der Arm (8) nach rechts gedreht wird, und mit dem kleinen Bügel (9) festgehalten. Beim Ablaufen wird der Bügel gelöst, und der Arm dreht sich nach der Ausgangsstellung zurück.

geschoben wird, wenn man die Registrierplatte (5) in Bewegung setzt. Beim Eichen wird also der Accelerograph auf das Brett gestellt und dieses in Ausgangsstellung gebracht; nachdem der Registrierzylinder in Gang gesetzt ist, wird die Registrierplatte (5) mit der Hand seitwärts gezogen und die Schwingung wird ausgelöst; sowohl die Amplitude wie die Beschleunigung werden dann an Größe und Phase registriert. Nach beendeter Registrierung wird die Platte (5) zurückgeschoben, wodurch die Nullinie auf das Papier gezeichnet wird.

In Fig. 3 sind derartige Registrierungen von Amplitude und Beschleunigung in *A* bzw. *B* angegeben. Die Registrierungen geben ein instruktives Beispiel von zwei miteinander verbundenen Größen, welche eine Phasenverschiebung von einer halben Periode haben. An der Figur sind die zusammenhörenden Scheitelwerte der Kurven *A* und *B* durch dieselbe Nummer bezeichnet. Diese werden ausgemessen, nach (II) wird die Beschleunigung berechnet, und dann die Skalenlinien wie in Fig. 3 *B* gezeichnet.

Zwei Übungsbeispiele sind in Fig. 3 *C* bzw. 3 *D* gegeben. Bei *C* wurde das Instrument an der Hand frei getragen (die Traghandgriffe sind auf der Fig. 1 fortgelassen); die Vertikalbeschleunigung beim Gehen wurde also registriert. Bei *D* ist ein Stück einer Registrierkurve dargestellt, welche die Beschleunigung eines Fahrstuhles beim Ingangsetzen wiedergibt. Durch diese Kurve kann z. B. dann die maximale Beanspruchung des Tragseiles berechnet werden.

Trondhjem, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule (20. März 1928).

(Eingegangen, 27. März 1928.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES IV. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN KISSINGEN VOM 18.—24. SEPTEMBER 1927.

P. Selényi (Budapest), Ionen und Elektronen in der Vakuumglühlampe[1]). (Aus dem Forschungslaboratorium „Tungsram" der Vereinigten Glühlampen und Elektrizitäts A. G., Ujpest b. Budapest.)

Einleitung.

Verfasser hat in den letzten Jahren zum Teil mit den Herren Ing. Rostás und Ing. Tarján gemeinsam in einer Reihe von Arbeiten[2]) die in der Vakuumglühlampe auftretenden Elektronen- und Ionenströme untersucht. Es stellte sich dabei heraus, daß in der Vakuumglühlampe eine solche Mannigfaltigkeit von gaselektrischen Erscheinungen sich abspielt bzw. durch Veränderung der Versuchsbedingungen sich hervorrufen läßt, daß die Vakuumglühlampe als das beste Versuchsobjekt für diesen Zweig der Elektrizitätslehre angesehen werden kann. Von diesem Gesichtspunkte aus betrachtet soll hier ein kurzer Überblick der gefundenen Erscheinungen — ergänzt mit einigen neueren Beobachtungen — gegeben werden. Ferner sind aus diesen Untersuchungen auch zwei, für die Glühlampenindustrie wichtige Prüfmethoden hervorgegangen: eine Methode zum Nachweis des Thoriums in den Glühfäden fertiger Lampen (vgl. die Arbeit d) und einige Methoden zur Vakuumbestimmung an fertigen Glühlampen (vgl. die Arbeit c). Auch auf diese praktischen Anwendungen kommen wir weiter unten kurz zurück.

1. Reine Elektronenerscheinungen.

11. Elektrostatischer Nachweis der Thermionenemission.

Dieser Versuch, welcher in seiner einfachsten Form — wie wir nachträglich gefunden haben — bereits im Jahre 1914 von F. Lloyd Hopwood und Eve in der Nature veröffentlicht wurde, gestattet es, den genannten Effekt mit den denkbar einfachsten Mitteln zu demonstrieren. Man braucht dazu außer einer Vakuumglühlampe mit gestrecktem Faden nichts als einen positiv und negativ elektrischen Körper, also etwa einen durch Reibung elektrisierten Glas- bzw. Hartgummistab. Nähert man den einen oder den anderen einer nicht brennenden Lampe, so werden in beiden Fällen die Glühfäden — wie zu erwarten — von dem elektrisch geladenen Körper angezogen und sie biegen sich aus; entfernt man den elektrisierten Körper, so strecken sich die Fäden — infolge der

1) Vortrag, gehalten auf dem 4. Deutschen Physikertage in Kissingen vom 18.—24. September 1927.

2) a) Zeitschr. f. techn. Phys. **5**, 412, 1924; b) ebenda **7**, 232, 1926; c) ebenda **8**, 230, 1927; d) Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie **160**, 318, 1927; e) Ann. d. Phys. (4) **84**, 11, 1927.

Elastizität der Fadenhalter — wieder gerade. Wiederholt man denselben Versuch mit der brennenden Lampe[1]), so findet man keine Änderung im Verhalten der Glühfäden dem negativ-elektrischen Hartgummistabe gegenüber, ein gänzlich anderes Verhalten dagegen bei dem Versuche mit dem positiv elektrischen Glasstabe. Nähert man nämlich den positiv geladenen Glasstab, so werden die Fäden nicht angezogen, sondern bleiben vollständig unbeweglich, entfernt man aber plötzlich den Glasstab, so spreizen sich die Fäden stark auseinander und bleiben längere Zeit ausgebaucht. Die Erklärung dieser merkwürdigen Erscheinung ergibt sich wie folgt. Die Anziehung eines elektrisch neutralen Körpers — etwa des Glühfadens — durch einen geladenen Körper erfolgt durch die elektrische Influenzwirkung desselben. Nähert man z. B. den Ebonitstab der Lampe, so wirkt er auf den Glühfaden verteilend; die gleichnamige, hier negative Ladung wird abgestoßen und fließt durch die Leitungsdrähte in die Erde ab, die entgegengesetzte, hier positive Ladung des Fadens wird dagegen durch die negative Ladung des Ebonitstabes angezogen. Ist diese entgegengesetzte Ladung an den betreffenden Körper gebunden, so äußert sich diese gegenseitige Anziehung der Ladungen in einer gegenseitigen mechanischen Kraft zwischen den betreffenden Körpern; mit der angezogenen positiven Ladung des Fadens wird der Faden selbst mit angezogen. Im Falle des angenäherten positiv-elektrischen Glasstabes ist aber die entgegengesetzte influierte Ladung des Fadens negativ, und diese ist — wenn der Faden glüht — nicht an denselben gebunden, sondern kann als Elektronenschwarm aus diesem entweichen; es wird also bei der Annäherung des Glasstabes die negative Ladung aus dem Faden sozusagen herausgezogen, und der Faden, auf welchen keine mechanische Kraft übertragen wird, bleibt in Ruhe. Gleichzeitig kompensiert die auf die innere Ballonwand hinübergegangene Ladung die Wirkung des Glasstabes so, daß auf der ganzen Länge des Fadens die elektrische Feldstärke gleich Null wird. Entfernt man jetzt den Glasstab, so fällt seine Wirkung fort und die Fäden werden durch die Anziehung der negativen Ballonladung stark ausgebaucht.

Über die Richtigkeit dieser Erklärung kann man sich noch dadurch überzeugen, daß man die Lampe mit einer Drahtschlinge umgibt und diese mit einem gewöhnlichen Elektroskop verbindet. Nach Entfernen des Glasstabes spreizen die Elektroskopblätter stark auseinander und man findet eine negative Ladung derselben[1]).

Über die Komplikationen, die durch das Mitwirken der positiven Ionen entstehen können, wird weiter unten noch die Rede sein.

12. Nachweis des „inneren" Elektronenstromes.

Auf Grund des beschriebenen Versuches ist anzunehmen — und die Erfahrung bestätigt diese Annahme —, daß in jeder Vakuumlampe andauernde Thermionenströme bestehen, indem die aus dem einen Teil des Glühfadens austretenden Elektronen nach den anderen Glühfadenteilen von höherem positiven Potential sich bewegen. Es fließen also diese Elektronenströme vorzugsweise zwischen dem ersten und letzten Fadenabschnitt, die nämlich am nächsten beieinander liegen und die größte Potentialdifferenz gegeneinander aufweisen. Das heißt aber, daß der Verbrauchsstrom der Lampe, den wir mit einem eingeschalteten Amperemeter messen, eigentlich aus zwei Teilen besteht: der weit größere Teil fließt als gewöhnlicher Leitungsstrom durch den Glühfaden, ein kleiner Teil dagegen als Elektronenstrom durch das Vakuum hindurch, welches sozusagen einen Nebenschluß zu dem

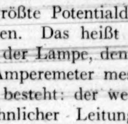

Fig. 1.
Leitungsstrom und Elektronenstrom in der Vakuumlampe.

Glühfaden bildet (s. Fig. 1). Könnten wir den letzteren irgendwie unterdrücken, so sollte erwartungsgemäß der Verbrauchsstrom um den Betrag dieses „inneren" Elektronenstromes abnehmen. Es gibt dazu tatsächlich mehrere Möglichkeiten, die wir nacheinander besprechen wollen.

1) Aus später zu erwähnendem Grunde nimmt man zu diesem Versuche Lampen, die schon lange gebrannt wurden, oder aber unterspannt man sie.

1) Vgl. hierzu: Greinacher, Zeitschr. f. techn. Phys. 4, 9, 1923.

121. Magnetische Beeinflussung des inneren Elektronenstromes.

Wird eine normale Vakuumlampe in das Innere einer Spule gebracht, so daß Lampenachse und Spulenachse zusammenfallen und wird durch Schließen des Spulenstromes ein magnetisches Feld von einigen hundert Gauß erregt, so zeigt das in den Lampenstromkreis eingeschaltete Milliamperemeter eine kleine, aber sicher zu beobachtende Stromabnahme von einigen Zehntel Milliampere. Das magnetische Feld lenkt nämlich die, von dem negativen nach dem positiven Fadenabschnitt auf geraden Bahnen sich bewegenden Elektronen ab, und zwingt sie, sich auf krummen Bahnen zu bewegen, so daß sie die positiven Fadenteile entweder gar nicht oder aber nur auf längerem Wege erreichen, was einer Abnahme der Elektronenströme entspricht[1]).

122. Elektrostatische Beeinflussung des inneren Elektronenstromes.

Eine andere, und zwar einfachere Möglichkeit zum Sperren des Elektronenstromes ergibt sich aus der Tatsache, daß das Austreten der Elektronen durch negativ geladene Körper verhindert wird. Mit einer durch Reibung elektrisierten Hartgummiplatte läßt sich das sehr schön zeigen; bringt man sie schnell in die Nähe der Lampe[2]), so nimmt der Lampenstrom um einige Zehntelmilliampere ab, entfernt man sie, so kehrt das Milliamperemeter wieder in seine ursprüngliche Lage zurück[3]).

1) Die genaue Erklärung ergibt sich bekanntlich aus der Tatsache, daß durch die magnetische Ablenkung der Elektronen die Raumladung verstärkt wird.

2) Zu diesem Versuch nimmt man auch eine schon lange gebrauchte Lampe. Vgl. weiter unten.

3) Da die erwähnten Änderungen der Stromstärke klein sind, so bedient man sich hierzu vorteilhaft einer Nullmethode, die die kleinen Änderungen mit einem empfindlichen Instrument sowohl zu messen als auch zu demonstrieren gestattet. Anfangs haben wir eine einfache Kompensationsschaltung verwendet, wie sie auf Fig. 2 dargestellt ist. Die Lampe L ist durch die Widerstände R und r an die Klemmen der Stromquelle angeschlossen, das Amperemeter A und das Voltmeter V mißt Stromstärke und Spannung der Lampe. Der Kompensationskreis enthält eine Akkumulatorenbatterie B und das Zeigergalvanometer G von etwa 10^{-7} Amp. Empfindlichkeit, das man durch Verschiebung des Kontaktes von r auf Null oder auf einen beliebigen Skalenteil einstellen kann. Der Vorteil dieser Anordnung außer ihrer Einfachheit ist, daß aus dem beobachteten Ausschlag a des Nullinstrumentes die entsprechende Änderung des Lampenstromes ΔJ sofort zu berechnen ist. Ist C die Empfindlichkeit des Instrumentes und r_g der Widerstand des Galvanometers, so gilt einfach

$$\Delta J = \frac{r + r_g}{r} C a .$$

Ein Nachteil dieser Anordnung ist, daß sie auch zur Speisung der Lampe eine konstante Stromquelle verlangt. Dies ist bei einer Brückenanordnung nicht der Fall. Bildet man zwei nebeneinander liegende Zweige einer Wheatoneschen Brücke aus zwei Lampen gleicher Type, die zwei anderen aus zwei veränderlichen Widerständen, so ist diese Anordnung gegen Änderung der Stromquellenspannung fast vollständig unempfindlich: das auf Null gebrachte Galvanometer bleibt trotz Schwankungen der Betriebsspannung ständig auf Null. Wird aber durch irgendeine Einwirkung die Stromstärke nur in der einen Lampe geändert, so wird der Brückenausgleich gestört und der Zeiger schlägt aus. Durch eine bekannte Änderung in dem Lampenzweige, etwa durch Einschalten eines kleinen, bekannten Widerstandes, läßt sich das Brückeninstrument direkt eichen. Vgl. übrigens die unter a) zitierte Arbeit, insbesondere Seite 413.

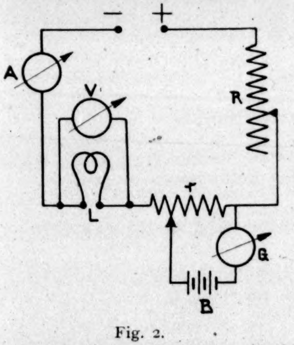

Fig. 2.
Kompensationsschaltung zum Messen des inneren Elektronenstromes.

Wiederholt man denselben Versuch mit dem positiv elektrischen Glasstabe, so merkt man bei der Annäherung desselben keine Änderung der Lampenstromstärke, nach dem Entfernen desselben findet aber gleichzeitig mit dem Auseinanderspreizen der Fäden eine Abnahme des Lampenstromes statt. Nach dem Vorhergesagten ist dies leicht zu erklären: nach dem Entfernen des Glasstabes bleibt auf der inneren Kolbenwand eine freie negative Ladung und unter Wirkung derselben wird der innere Elektronenstrom gesperrt. Dieser Zustand der Lampe — Ausbauchen der Glühfäden und Aufhören des Elektronenstromes — kann je nach den Isolationsverhältnissen kürzere oder längere Zeit bestehen bleiben, die Glühfäden strecken sich allmählich wieder aus, das Galvanometer kehrt aber nur später — dann aber momentan — in seine ursprüngliche Lage zurück, weil zur Sperrung der Elektronenströme — wie wir später sehen werden — eine negative Aufladung von bloß 20—30 Volt unterhalb des Potentials der negativen Glühfadenenden ausreicht.

13. Die Vakuumglühlampe als Dreielektrodenröhre, insbesondere

131. mit isoliertem Gitter, als Detektor.

Die unter 122. beschriebenen Versuche lassen sich mit genau demselben Ergebnisse an einer Dreielektrodenröhre mit isoliertem Gitter wiederholen: nähert man dieser einen negativ elektrischen Körper, so hört der Anodenstrom auf, entfernt man ihn, so fließt er wieder in unveränderter Stärke; wiederholt man dasselbe mit einem positiv elektrischen Körper, so findet man bei der Annäherung desselben keine Änderung des Anodenstromes; nach dem Entfernen wird aber das etwa mit einem Elektroskop verbundene Gitter negativ aufgeladen, und der Anodenstrom wird mehr oder minder geschwächt oder hört ganz auf. Man wird so dazu geführt, daß eine Vakuumglühlampe gleichzeitig als eine Dreielektrodenröhre aufzufassen ist: das negative Glühfadenende derselben bildet die Glühkathode, das positive Glühfadenende die Anode und der Kolben das in diesem Falle isolierte Gitter. Ist diese Auffassung richtig, so muß die Vakuumlampe auch auf elektrische Schwingungen reagieren. Sie tut es auch, wovon man sich mit den verschiedensten Anordnungen leicht überzeugen kann. Wir könnten z. B. die in der unter 121 erwähnten Magnetisierungsspule beim Schließen des Stromkreises[1]) auftretenden Schwingungen mit einer Lampe sehr schön demonstrieren: wurde die Lampe in das Spuleninnere gebracht und der Strom mit einem Morsetaster öfters geschlossen und geöffnet, so zeigte das mit dem Lampenkolben verbundene Elektrometer eine negative Aufladung und der Lampenstrom nahm um einige Zehntelmilliampere ab, genau so wie es ein Audion oder Detektor — eine Dreielektrodenröhre mit isoliertem Gitter — getan hätte. Zugleich haben wir eine sehr handgreifliche Erklärung der meistens unklar dargestellten Audionwirkung erhalten, denn der Vorgang: Nähern und Entfernen zuerst eines negativ-elektrischen, dann eines positiv-elektrischen Körpers, stellt einfach eine Periode eines elektrischen Wechselfeldes dar, und man sieht hier klar, wie unter der Wirkung eines solchen die negative Aufladung des Gitters zustandekommt.

132. Charakteristik der Vakuumlampe als Dreielektrodenröhre.

Wird der Kolben der Lampe etwas erwärmt, so wird das Glas leitend; dann kann man also das Potential des Gitters d. h. des Kolbens galvanisch beeinflussen[1]): wir haben es dann mit einer gewöhnlichen Dreielektrodenröhre zu tun, allerdings mit dem Unterschied, daß hier immer nur die Summe von Heiz- und Anodenstrom (s. Fig. 1) zu messen ist, was aber nicht hindert, die Charakteristik der Röhre aufzunehmen. Man schaltet die Lampe in eine Kompensations- oder Brückenanordnung, wie oben beschrieben, umgibt sie mit einer Stanniolhülle, die mit dem sich stark erwärmenden Kolben einen guten Kontakt herstellt, bringt die Stanniolhülle auf verschiedene Potentialwerte und beobachtet die Stellung des Nullinstrumentes. Man findet dabei Folgendes: Die Lage des Zeigers ändert sich nicht, wenn man den zuerst isolierten Kolben mit dem negativen Pole der Lampe verbindet; der Kolben (die innere Kolbenfläche) einer Vakuumglühlampe wird also durch die aufprallenden Elektronen stets auf das Potential des negativen Glühfadenendes gebracht, wie dies auch zu erwarten ist. Wird der Kolben — gegenüber dem negativen Lampenpol — negativ gemacht, so nimmt der innere Elektronenstrom (Anodenstrom) schnell ab, und bei 20—30 Volt negativer Kolbenspannung wird er gleich Null, wie die folgenden Beobachtungen zeigen.

Kolben-potential	Galvanometer-stellung	Elektronenstrom
0 Volt	41	253×10^{-6} Amp.
— 10	31,5	111
— 20	24,5	7
— 30	24	0
— 40	24	0

Erteilt man dem Kolben positive Potentialwerte, so wird dadurch der innere Elektronenstrom kaum beeinflußt, es fließt aber gleichzeitig ein Elektronenstrom dem Kolben zu: der Gitterstrom. Dieser Strom kann bei genügend erwärmtem Kolben ganz beträchtliche Werte von mehreren Milliampere erreichen und für mancherlei Demonstrationen und Anwendungen benützt werden; da bei diesen die Lampe immer als Zweielektrodenröhre benutzt wird, so sei für diesen, nach der äußeren leitenden Belegung des Kolbens fließenden Strom die Bezeichnung „äußerer Elektronenstrom" gewählt.

14. Anwendungen des äußeren Elektronenstromes.

141. Die Glühlampe als Gleichrichter.

Eine jede Vakuumglühlampe läßt sich in einfacher Weise als Gleichrichter verwenden. Man

1) Die Spule wurde aus 110 Volt mit einem Vorschaltwiderstand von 10000 Ohm gespeist, letzteren braucht man um die Stromstärke so klein zu halten, daß keine magnetische Beeinflussung der Elektronenströme zu befürchten sei.

1) Es genügt hierzu reichlich eine Erwärmung auf 60—80° C.

wickelt die Lampe in Stanniol (s. Fig. 3), wobei man am Halse einen Streifen von etwa 1 cm Breite freiläßt, man bindet um die Stanniolhülle einen blanken Draht und der Gleichrichter ist fertig. Es ist wichtig, Stanniol als leitende Hülle zu verwenden; wird nämlich die Lampe eingeschaltet, so wird der Kolben stark erwärmt und wird gut leitend, gleichzeitig brennt das Stanniol sozusagen an und gibt einen sehr guten Kontakt; Aluminiumfolie z. B. ist für den gleichen Zweck nicht gut geeignet. Speist man die Lampe mit Gleichstrom und verbindet man die Stanniolhülle durch ein Milliamperemeter

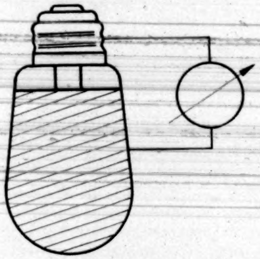

Fig. 3.
Die Vakuumlampe als Gleichrichter.

mit dem negativen Lampenpol, so entsteht natürlich kein Strom, verbindet man sie mit dem positiven Lampenpol, so erhält man einen äußeren Elektronenstrom von 6—8 Milliampere; läßt man die Lampe mit Wechselstrom brennen, so erhält man bei beliebiger Polung in diesem äußeren Stromkreis einen gleichgerichteten Strom von 3—4 Milliampere. Allerdings ist die nutzbare Lebensdauer dieses Gleichrichters recht beschränkt. Das Glas leitet — wie bekannt — elektrolytisch, und während des Betriebes wandert Natrium in die Lampe hinein, und an der kältesten Stelle, in dem Hals, erscheint ein spiegelnder Belag von Natrium[1]), gleichzeitig verarmt die mit dem Stanniol sich berührende Schicht des Glases an Natrium, es entsteht dort eine schlechtleitende Schicht von Kieselsäure, und die Stromstärke fällt allmählich zu Null herunter. An einer 110 Volt, 50 Watt-Lampe wurden folgende Stromwerte erhalten:

Zeit:	Stromstärke:
Beim Einschalten	4,0 Milliampere
nach 1 Stunde	1,8 „
„ $2^1/_2$ Stunden	1,0 „
„ $4^1/_2$ „	0,25 „

Es können also aus einer Lampe insgesamt etwa 10—15 Milliamperestunden Strommenge entnommen werden; man wird daher an eine praktische Anwendung kaum denken können, außer an Demonstration; hier kann aber diese Anordnung als Notbehelf für die Gewinnung von minimalen Gleichströmen sich gelegentlich nützlich erweisen.

142. Magnetische Ablenkung der Elektronen (Magnetron).

Stellt man eine mit einer Stanniolhülle versehene „Gleichrichterlampe" koaxial in eine Magnetisierungsspule hinein, so kann man die Verminderung des Elektronenstromes durch das magnetische Feld — auf welcher Wirkung bekanntlich die Magnetronröhren beruhen — sehr schön zeigen. Mit der von mir benutzten Spule erhielt ich z. B. folgende Werte:

Magnetisierungsstrom	Elektronenstrom
0 Milliampere	7,0 Milliampere
65 „	6,2 „
108 „	4,0 „
136 „	3,0 „
208 „	2,0 „
636 „	1,0 „

143. Nachweis des Thoriums in den Glühfäden fertiger Vakuumlampen.

Wie in der unter d) zitierten Arbeit gezeigt wurde, kann man mit Hilfe des äußeren Elektronenstromes einfach entscheiden, ob der Glühfaden der betreffenden Lampe Thorium enthält oder nicht. Der thoriumhaltige Wolframfaden emittiert nämlich Elektronen bekanntlich bei niedrigeren Temperaturen viel stärker wie der reine Wolframfaden. Mißt man also durch Verwendung eines hohen positiven Potentials (etwa 300 Volt) den Sättigungsstrom des Fadens und geht man mit der Lampenspannung d. h. mit der Glühtemperatur derselben allmählich herunter, so fällt der Emissionsstrom eines reinen Fadens sehr rapid, die eines thoriumhaltigen Fadens dagegen viel langsamer ab und ist bei 30—40 Proz. der Nennspannung noch gut meßbar. Es wurde dort auch gezeigt, daß das hineinelektrolysierte Natrium hierbei eine entscheidende Rolle spielt: es bindet die etwa vorhandenen Sauerstoffreste und ermöglicht die Ausbildung der aktiven Thoriumschicht auf der Drahtoberfläche.

1) Vorausgesetzt, daß der Kolben aus bleifreiem Glas besteht. Ist er bleihaltig, so wird das Natrium unter Reduktion von Blei wieder aufgenommen und der Kolben wird braun-schwarz gefärbt. Da die inneren Glasteile der Lampen ausnahmslos aus Bleiglas bestehen, so werden diese immer reduziert und stark gefärbt.

14₃. Die Vakuumglühlampe als Voltameter.

Bei der Verwendung einer natriumhaltigen Schmelze als äußere Anode (vgl. Punkt 15) kann man vermittels des äußeren Elektronenstromes beliebige Mengen von Natrium in die Lampe hineinelektrolysieren, wobei das Faradaysche Gesetz auch hier quantitativ erfüllt ist, wie dies aus der Literatur bekannt[1]) und durch einige bei uns ausgeführte Messungen bestätigt wurde. Bei Verwendung einer gewöhnlichen Vakuumlampe erreicht man hierbei Stromstärken bis etwa 100 Milliampere; füllt man eine kleine Autolampe (etwa 8 Volt, 40 Watt) mit Argon von kleinem Drucke, so läßt sich die Stromstärke leicht auf 500 Milliampere bringen, und da eine Milliamperestunde ein Milligramm Natrium in die Lampe hineinbringt, so kann man diese Anordnung vorteilhaft für die Demonstration des Faradayschen Gesetzes anwenden. Da die Elektrolyse hier unter sehr reinen Umständen vor sich geht, so könnte man auch daran denken, die Glühlampe als Normalvoltameter zu verwenden, eine Anwendung, die bereits von Burt (Phys. Rew. **27**, 813, 1926) vorgeschlagen wurde. Er findet, daß die Genauigkeit eines solchen Natriumvoltameters — allerdings mit Metallelektroden an Stelle der Thermionemission — einen Wert von $^1/_{2000}$, vielleicht sogar einen von $^1/_{6000}$ erreicht.

15. Die Vakuumglühlampe als Photozelle.

Auf den Gedanken, die Vakuumlampe in eine Photozelle umzuwandeln, wurde ich durch die im hiesigen Laboratorium vor etwa Jahresfrist angestellten, nicht veröffentlichten, Versuche des Herrn Dr. L. Márton und Ing. E. Rostás geführt, die durch Hineinelektrolysieren von Natrium und Kalium in eine entsprechend gebaute Vakuumlampe vorzügliche Photozellen herstellen konnten. Die von mir benutzte Anordnung war identisch mit der ihrigen, nur nahm ich eine gewöhnliche Vakuumlampe mit gestrecktem Faden. Die Lampe tauchte etwa zu $^2/_3$ in ein geschmolzenes Gemenge (etwa 1:1) von Natriumnitrat und Natriumnitrit; das obere Drittel des Kolbens ragte durch die Öffnung eines Asbestdeckels aus dem Salpeterbad heraus und wurde mit einem Luftstrom gekühlt. Die Lampe wurde mit ihrer normalen Spannung eingeschaltet und die Schmelze unter Zwischenschaltung eines Milliamperemeters mit dem positiven Lampenpol verbunden. Man erhält so eine elektrolysierende Stromstärke von 40—100 Milliampere, und da eine Milliamperestunde rund 1 mg Natrium mitführt, so bringt eine Elektrolyse durch 10—15 Minuten eine genügende Menge Natrium hinein, um auf der gekühlten Kolbenfläche einen starken Belag von Natrium zu erhalten. Um eine Zuführung zu dem Natriumspiegel herzustellen läßt man einfach das stark überlastete negative Glühfadenende[1]) durchbrennen; dies geschieht immer knapp an der Elektrode, und der freigewordene Glühfaden legt sich auf den Natriumbelag; die bloße negative Elektrode bildet dann die Anode der Photozelle. Eine so hergestellte Photozelle ergab z. B. bei einer Beleuchtung mit einer 200 Watt-Lampe aus 25 cm Entfernung (etwa 3500 Lux) einen photoelektrischen Strom von etwa 250×10^{-10} Ampere, kann also mit einer guten Photozelle nicht wetteifern[2]), für Demonstrationszwecke jedoch entspricht sie vollkommen.

1) Vgl. z. B. R. C. Burt, Phys. Rev. **25**, 719, 1925.

2. Erscheinungen unter Mitwirkung von positiven Ionen.

Unter gewöhnlichen Umständen sind in einer Vakuumglühlampe außer Elektronen immer auch positive Ionen vorhanden, die die beschriebenen Erscheinungen komplizieren und eine Anzahl von neuen Erscheinungen hervorzurufen imstande sind. Die positiven Ionen werden durch den inneren Elektronenstrom vermittels Stoßionisation gebildet, ihre Anzahl pro Sekunde ist also umso größer, je größer der Gasdruck in der Lampe und je stärker der innere Elektronenstrom.

Verhindern kann man die Ionisation prinzipiell und vollständig nur durch die Sperrung des inneren Elektronenstromes, man kann aber ihre Stärke durch Verminderung der Elektronenströme — also durch Unterspannung der Lampe oder aber durch Auswahl von Lampen mit hohem Vakuum — das sind länger gebrannte Lampen — herabsetzen: Maßnahmen, die wir bei den Versuchen unter 11. und 122. eben zu diesem Zwecke angewendet haben.

21. Elektrostatischer Nachweis der positiven Ionen.

In einer frischen oder überlasteten Lampe sind positive Ionen in solch großer Anzahl vorhanden, daß sie, ähnlich wie früher die Elektronen, mit Hilfe eines elektrisch geladenen, und zwar diesmal mit einem negativ-elektrischen Körper,

1) Sie führt nämlich auch den ganzen äußeren Elektronenstrom und glüht viel stärker wie der positive, nur mit dem Leitungsstrom belastete positive Glühfadenabschnitt.

2) Dies liegt hauptsächlich daran, daß die Anode durch den kurzen, dünnen Elektrodendraht gebildet wird. In manchen Lampen findet man eine mangelhafte Isolation zwischen Anode und Kathode; ist dies durch einen Natriumniederschlag zwischen den beiden Einschmelzdrähten verursacht, so kann die Lampe nicht gebraucht werden; liegt der Fehler im Sockel, so nimmt man diesen (durch Herumsägen) herunter und verwendet die Lampe ohne Sockel.

z. B. mit einem geriebenen Hartgummistab, leicht nachzuweisen sind. Bringt man nämlich einen solchen der Lampe nahe, so werden positive Ionen an die innere Kolbenfläche gezogen, sie heben die Wirkung des Stabes auf, es werden weder die Glühfäden angezogen, noch wird der innere Elektronenstrom gesperrt; schaltet man jetzt die Lampe aus und entfernt den elektrischen Stab, so spreizen sich die Fäden unter der Wirkung der positiven Kolbenladung stark auseinander. (Hätte man die Lampe zuerst nicht ausgeschaltet, so würde die positive Kolbenladung durch die Elektronen sofort wieder neutralisiert werden, und eine Wirkung auf die Fäden würde dann ausbleiben.)

22. Das Gleichgewicht von Ionen und Elektronen.

Im allgemeinen Falle, wenn positive Ionen nicht in zu großer Anzahl vorhanden sind, hängt die Wirkung eines, der Lampe angenäherten negativ-elektrischen Körpers wesentlich von der Geschwindigkeit der Annäherung ab. Ist sie klein, so bleibt eine Wirkung während der Annäherung aus, wie oben auseinandergesetzt, ist sie groß genug, so daß mehr positive Ionen aus dem Gasraum entfernt wie durch Ionisation nachgeliefert werden, so kommt die Wirkung des negativ-elektrischen Körpers zur Geltung: die Glühfäden werden ausgebaucht, ein mit dem Kolben verbundenes Elektroskop ladet sich auf und der innere Elektronenstrom wird gesperrt (der Lampenverbrauchsstrom nimmt ab), wodurch auch die weitere Bildung von positiven Ionen verhindert wird.

Ähnlich liegt es mit der Wirkung eines positiv elektrischen Körpers, nur gilt hier für das Entfernen desselben, was oben über die Annäherung gesagt wurde. Beim Annähern eines positiven Körpers ist — sofern man den Faden nicht ganz schwach glühen läßt — keine Wirkung zu beobachten, denn die auf der inneren Kolbenfläche lagernden Elektronen heben die Wirkung des Glasstabes auf; entfernt man ihn rasch, so kommt die Wirkung der negativen Kolbenladung zum Vorschein (Fadenausbauchung, Sperrung des Elektronenstromes), entfernt man ihn langsam, so wird der Elektronenstrom nicht gesperrt, es werden also auch positive Ionen gebildet, die negative Kolbenladung wird neutralisiert und ihre Wirkung fällt fort[1]).

1) Diese, sowie eine im nächsten Punkte beschriebene Beobachtung lassen sich mit verschiedenen Erscheinungen in Beziehung setzen, so z. B. mit den durch Wandladungen hervorgerufenen Pseudohochvakuum-Erscheinungen (Güntherschulze, Zeitschr. f. Phys. **31**, 606, 1925) und mit der von Dunoyer (vgl. Phys. Ber. **6**, 477, 1925), gefundenen Beeinflussung der Quecksilberlichtbogenentladungen durch äußere Elektroden.

23. Vakuumbestimmung an fertigen Glühlampen.

[Vgl. die unter c) zitierte Arbeit.] Auf Grund der beschriebenen Versuche könnten verschiedene Methoden hierzu angegeben werden. Diese sollen der Reihe nach kurz erwähnt werden.

231. Die elektrostatische Methode.

Auf Grund der im Punkt 22 beschriebenen Vorgänge kann die Luftleere einer fertigen Lampe mit Hilfe eines durch Reibung elektrisierten Hartgummistabes einfach beurteilt werden. Sie ist, wie leicht einzusehen, um so höher, bei je langsamerer Annäherung des Stabes die Fadenausbauchung noch hervorzurufen ist und umgekehrt: ist die Fadenausbauchung nur durch schnelles Annähern oder gar nicht hervorzurufen, so heißt das, daß in der Lampe eine starke Ionisation, also ein schlechtes Vakuum ist. Man kann auch quantitative Angaben erhalten, wenn man — bei gleichbleibender Annäherungsgeschwindigkeit — die Lampenspannung (also den Wert des Elektronenstromes bzw. den der Ionisation) solange ändert, bis die Fadenausbauchung nicht mehr hervorzurufen ist. Diese Spannung in Prozenten der Nennspannung ausgedrückt haben wir als „Vakuumvoltzahl" bezeichnet. Da diese einfache Vakuummeßmethode auch sonst sich bewähren dürfte — indem man der betreffenden Vakuumanordnung eine fertige Vakuumglühlampe anschmelzen läßt — so soll der an einer 220 Volt-Lampe gefundene Zusammenhang der Brenndauer, „Vakuumvoltzahl" und Höhe des Vakuums mitgeteilt werden.

Brenndauer	Vakuum-voltzahl	in Prozent	Vakuum relativ	Vakuum absolut
—	92	42	1	1×10^{-3} mm
2 Minuten	140	64	1/43	23×16^{-6}
12 „	160	73	1/330	3×10^{-6}
19 Stunden	188	85	1/835	12×10^{-7}
43 „	206	94	1/1500	$6{,}5 \times 10^{-7}$
90 „	210	90	1/2100	$4{,}8 \times 10^{-7}$
162 „	220	100	1/3300	3×10^{-7}
258 „	250	114	1/4500	$2{,}2 \times 10^{-7}$

232. Die Wechselstrommethode.

Umgibt man die Lampe mit einer leitenden Hülle — am einfachsten durch Eintauchen ins Wasser — und legt man an diese, sowie an das Glühfadensystem eine konstante Wechselspannung, so ist die Zunahme des durchgehenden Wechselstromes, die man erhält, wenn man die zuerst nicht brennende Lampe auf die volle Spannung einschaltet, ein Maß der Leitfähigkeit des Gasraumes, also zugleich ein Maß der Luftleere. Die Messung dieser schwachen Wechselströme kann

z. B. mit einem empfindlichen Zeigergalvanometer geschehen, wenn man vor dem Galvanometer einen Kristalldetektor und an beiden parallel einen Widerstand von etwa 10000 Ohm anordnet.

233. Die akustische Methode.

Die mit einer leitenden Hülle umgebene Lampe bildet einen Kondensator, dessen scheinbare Kapazität um so größer ist, je besser der Gasraum leitet. Ordnet man also den „Lampenkondensator" in einen Schwingungskreis mit hörbarer Frequenz ein, so ist die Höhe des bei brennender Lampe erhaltenen Tones um so tiefer, je schlechter das Vakuum ist. Es könnten die Kippschwingungen einer Neon-Glimmlampe hierzu mit gutem Erfolg verwendet werden und es könnte die Anordnung so getroffen werden, daß die Zuschaltung der zu prüfenden Lampe an den Glimmlampenkreis durch einfaches Umfassen derselben durch die prüfende Person erfolgte[1]). Bleibt dabei die Höhe eines im Kopfhörer (oder Lautsprecher) hörbaren Tones unverändert, so hat die betreffende Lampe ein ausgezeichnetes Vakuum, wird der Ton tiefer, so ist die Luftleere keine vollständige, und zwar um so schlechter, je größer die Tonvertiefung. Mit dieser einfachen Anordnung kann man viele Hunderte von Lampen pro Stunde betriebsmäßig auf Luftleere prüfen. Betreffs näherer Einzelheiten soll auf die erwähnte Arbeit in der Zeitschr. f. techn. Physik hingewiesen werden.

24. Die elektrolytische Zersetzung des Glases.

Macht man die äußere leitende Hülle einer Lampe mit stark erwärmten, also leitenden Kolben (vgl. Punkt 14) zur Kathode, und sind in der Lampe genügende positive Ionen vorhanden, so läßt sich eine Elektrolyse des Kolbenglases auch in dieser „umgekehrten" Richtung ausführen, wobei als unlösliche Anode der innere, leitende Gasraum fungiert. Es wandert dann das Natrium aus dem Glase nach außen, an der inneren Kolbenfläche bildet sich die bekannte schlechtleitende Schichte von Kieselsäure und in dem Gasraum wird Sauerstoff frei. [Vgl. die unter e) zitierte Arbeit[1]).]

1) Es bildet dann die Handfläche die äußere Belegung des „Lampenkondensators".

3. Kalte Elektronenentladung in der Vakuumlampe.

Legt man den negativen Pol einer Influenzmaschine auf das Glühfadensystem, den positiven etwa auf eine, um die Lampe gewickelte Drahtschlinge, so kommt in der Lampe eine Lilienfeldsche autoelektronische Entladung zustande, indem aus den Spitzen der Fadenhalter und Elektroden durch die hohe Feldstärke Elektronen ausgetrieben werden. Näheres darüber findet man in der unter b) zitierten Arbeit.

Zusammenfassung.

Es wurden die in einer Vakuumglühlampe sich abspielenden bzw. die mit einer solchen hervorgerufenen mannigfaltigen Elektronen- und Ionen-Erscheinungen systematisch dargestellt. Es wird das Verhalten der Lampe, bzw. das der Ionen und Elektronen gegenüber elektrostatischer, magnetischer und elektromagnetischer Beeinflussung behandelt; es wurde gezeigt, wie eine Vakuumlampe als Detektor, Gleichrichter, Voltameter, Magnetron, Photozelle und Vakuummeter funktionieren kann, einige mit Hilfe von Vakuumlampen ausgeführten Untersuchungen (Nachweis des Thoriums in den Glühfäden, Nachweis der Sauerstoffentwicklung bei der Elektrolyse des Glases) werden erwähnt und einige Methoden zur Vakuumbestimmung an fertigen Glühlampen kurz beschrieben.

Diskussion.

Herr Ewest: Bei Glühlampen mit Kolben aus bleifreiem Glase läßt sich die Lampe selbst als Ionisationsmanometer gebrauchen; Näheres in demnächst erscheinender Zeitschr. f. techn. Physik. Durch das bleifreie Glas läßt sich Ionen und Elektronenstrom messen, das Verhältnis beider ist proportional dem Druck in der Lampe.

1) Es könnte auch gezeigt werden, daß diese Sauerstoffentwicklung quantitativ erfolgt. Vgl. den demnächst in den Ann. d. Phys. erscheinenden Nachtrag (Anm. 6 d. Korrektur).

BESPRECHUNGEN.

A. C. Elsbach, Der Lebensgehalt der Wissenschaften. Wissenschaftstheoretische Grundfragen. Gr. 8°. 39 S. Berlin u. Leipzig, Walter de Gruyter & Co. 1926. M. 1.20.

Will man wissen, ob eine Wissenschaft zu den Natur- oder Geisteswissenschaften zählt, so benütze man — so rät der Verfasser der oben genannten Schrift — das folgende „Kriterium":

„Hat die Geschichte einer Wissenschaft ausschließlich historische Bedeutung, so gehört diese Wissenschaft zu der naturwissenschaftlichen Gruppe. Kann ihre Geschichte auch eine systematische Funktion erfüllen so gehört sie zu der geisteswissenschaftlichen Gruppe" (S. 27).

Der Verfasser „macht die Probe auf das Exempel", indem er einerseits feststellt, daß „die Naturforschung nie direkt dadurch gefördert wird, daß

man die Geschichte einer Theorie studiert", und andererseits „auf den hohen systematischen Gehalt der Geschichte für die Theologie" hinweist. — „Bis hierher stimmt alles", sagt er, befriedigt über seine Feststellungen.

Ich möchte meinen, daß er aus richtigen Beobachtungen falsche Konsequenzen gezogen hat. Es ist richtig, daß die Naturforscher sich im allgemeinen recht wenig um die Geschichte ihrer Wissenschaft kümmern. Aber daraus folgt nicht, daß die Naturforschung nicht in gleicher Weise wie irgendeine Geisteswissenschaft durch historische Studien gefördert werden kann. Wenn z. B. Felix Klein eine Geschichte der Mathematik schrieb, so tat er das gewiß nur in der Absicht, die Mathematik zu fördern (die ja auch nach des Verfassers Ansicht zu den Naturwissenschaften zu rechnen ist). Und daß Ernst Machs „Mechanik" nicht bloß Geschichte ist, sondern Geschichte gemacht hat, muß doch dem Verfasser, der ein philosophisches Buch über die Einsteinsche Relativitätstheorie geschrieben hat, bekannt sein.

Es ist ferner richtig, daß historische Studien in den Geisteswissenschaften eine viel größere Rolle spielen. Der Verfasser hält hier aber für das Wesentliche einer Wissenschaft, was nur ein besonderer Mangel derselben ist. Dieses Überwuchern des Historischen hatte Kant im Auge, wenn er in seinen „Prolegomena" sagt: „Es gibt Gelehrte, denen die Geschichte der Philosophie (der alten sowohl als neuen) selbst ihre Philosophie ist" und hinzufügt: „Für diese sind gegenwärtige Prolegomena nicht geschrieben". Jene Wucherung war für Kant ein Symptom dafür, daß die Philosophie (Metaphysik) noch keine Wissenschaft sei. Im Gegensatz hierzu will der Verfasser der vorliegenden Schrift von einem „Unterschied in der Entwicklungsstufe" der Geistes- und Naturwissenschaften nichts wissen, weil dadurch „dem eigenen und unvergleichlichen Charakter der Geisteswissenschaften zu nahe getreten" würde (S. 12). Daß die Theologie eine Wissenschaft ist, steht für ihn außer Frage: er zitiert sie mehrmals als Exempel einer Geisteswissenschaft und macht eine Bemerkung, die sogar auf eine recht hohe Entwicklungsstufe dieser Wissenschaft schließen läßt. Man muß in der Tat sehr weit in der Erforschung Gottes vorgedrungen sein, wenn es möglich ist, einen Satz wie den folgenden hinzuschreiben: „Für Gott gibt es keine Naturgesetze und keine Geisteswissenschaften" (S. 21). Wenn das wahr ist, so hat das in der vorliegenden Schrift erörterte Problem — für Gott — kein Interesse. Dr. Heinrich Löwy.

K. Faigl, Ganzheit und Zahl. Ein Versuch über Bau und Erkenntniswert des mathematischen und ganzheitlichen Begriffsgebäudes. Bd. 2 der Ergänzungsbände zur Sammlung Herdflamme, herausgegeben von O. Spann. Kl. 8⁰. VIII u. 187 S. Jena, G. Fischer. 1926. M. 6.—, geb. M. 7.—.

Der Methode der mathematischen Physik wird eine neue, die sog. „ganzheitliche" Methode, den Namen Newton und Laplace werden die Namen Hans Driesch und Othmar Spann entgegengestellt als der Schöpfer einer neuen Theorie, der nach Meinung des Verfassers die Zukunft gehört. Zweck des Buches ist, „diese allgemeine Wendung der Wissenschaften so klar als möglich zu kennzeichnen". Speziell soll ein Weg gebahnt werden zu jenem „Urgut an Einsicht", das in Othmar Spanns „Kategorienlehre" (1924) enthalten sein soll.

Das Charakteristische der von der mathematischen Physik studierten Vorgänge besteht nach Ansicht des Verfassers darin, daß „der Zustand in einem Zeitmomente bestimmend ist für das ganze Geschehen". Faigl bezeichnet dies als die „Schnitthaftigkeit" des Geschehens, weil ein „Zeitschnitt" zur Bestimmung des Geschehenablaufs genügt. In der „Ganzheitstheorie" von Driesch und Spann jedoch können auch zeitlich entfernte Vorgänge einander beeinflussen. Nach der Ansicht Faigls wäre aber eine derartige zeitliche Fernwirkung „in einem mathematisch-physikalischen Systeme unmöglich, da in diesem ein Momentanzustand, ein zeitlicher Querschnitt das Kommende schon vollständig bestimmt" (S. 73).

Diese Ansicht wird widerlegt durch die Tatsache, daß es eine mathematisch-physikalische Theorie solcher zeitlicher Fernwirkungen gibt. Im Jahre 1874 hat Ludwig Boltzmann seine Theorie der elastischen Nachwirkung veröffentlicht, die man nach der Spann-Faiglschen Definition als eine „ganzheitliche" bezeichnen kann, insofern darin der Zustand in einem Zeitmoment zur Bestimmung des weiteren Geschehens nicht ausreicht. Es handelt sich hier also nicht um eine Unterscheidung von Vorgängen, die mathematisch-physikalisch beschreibbar, und solchen, die es nicht sind, sondern um eine Unterscheidung, die V. Volterra in seinen „Drei Vorlesungen über neuere Fortschritte der mathematischen Physik" (1914) folgendermaßen formuliert hat: „In der Mechanik ohne Vererbung hängt der künftige Zustand eines Systems in einem gegebenen Augenblick nur vom gegenwärtigen Zustand ab oder, allgemeiner gesprochen (da die Kräfte möglicherweise auch von den Geschwindigkeiten abhängen können) von dem gegenwärtigen und dem unmittelbar vorhergehenden Zustand. In der Mechanik mit Vererbung hingegen hinterläßt jede Einwirkung eine bleibende Beeinflussung des Systems, und der gegenwärtige Zustand hängt von der gesamten Vorgeschichte ab". (l. c. p. 157).

Dem Verfasser ist diese Sachlage, wie das Kapitel „Einwendungen" (S. 23) zeigt, durchaus nicht unbekannt. Wir sehen ihn hier gleichsam zum Äußersten entschlossen: er wird sein Buch schreiben, auch wenn noch so gewichtige Gründe dagegen sprechen; er wird Driesch und Spann als Schöpfer einer neuen Theorie preisen, obwohl diese Theorie, lange vor Driesch und Spann, und nicht in Form eines philosophischen Aperçu, wie bei Driesch und Spann, sondern in Form einer exakten mathematischen Beschreibung der Nachwirkungserscheinungen von Ludwig Boltzmann entwickelt worden ist. Da der Verfasser diese ihm bekannte Tatsache nicht zugeben will, verwickelt er sich in Widersprüche. Obwohl ihm bekannt ist, daß es Integrodifferentialgleichungen gibt, tritt er doch auf S. 25 den Beweis an, „daß die Beziehungen, die die Mathematik behandelt, immer Schnittbeziehungen sein werden".

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Ganzheitstheorie in dem von Faigl definierten Sinn nicht im Gegensatz zur mathematisch-physikalischen Methode steht, sondern eine prinzipiell wichtige Fortentwicklung derselben darstellt. In dem Buche Volterras findet man die mathematischen Grundlagen der „Ganzheitstheorie". Wer sich aber für die philosophische Bedeutung dieser Theorie interessiert, der lese nicht die Bücher von Driesch, Spann oder Faigl, sondern den kurzen Aufsatz über „Das Gedächtnis der Materie" (in „Naturwissenschaften" 1916, S. 489), worin Th. v. Kármán die Boltzmannsche Nachwirkungstheorie auseinandergesetzt hat. Dr. Heinrich Löwy.

Tagesereignisse.

Planckmedaille. Ende 1927 verbreiteten die Unterzeichneten einen Aufruf, zu Max Plancks 70. Geburtstage, dem 23. April 1928, eine goldene Medaille zu stiften, die zu verleihen wäre für besondere Verdienste um die theoretische Physik, insbesondere für solche Arbeiten, welche an Plancks Werk anknüpfen. Der Aufruf hat einen vollen Erfolg gehabt. Wir sagen allen, die dazu beigetragen haben, unseren verbindlichsten Dank.

Wir konnten daher heute Herrn Planck in seiner Wohnung ein Schreiben überreichen (am 23. hatte er sich allen Besuchen entzogen), welches außer dem Wortlaut des Aufrufs und der namentlichen Aufzählung aller Einzelpersonen, Gesellschaften und Firmen, welche die Stiftung zusammengebracht haben, auch die Bitte an ihn enthält, dem Stiftungszweck zuzustimmen, demnächst die wissenschaftliche Körperschaft namhaft zu machen, welche die Verleihungen vornehmen soll, und schließlich einem Künstler von Rang die Sitzungen zu gewähren, die notwendig sind, damit die Vorderseite der Medaille sein Bildnis tragen kann.

Mit Worten herzlichen Dankes nahm Herr Planck die Stiftung an. Da es ihm bei der großen Zahl der Stifter, so gern er es täte, nicht möglich ist, jedem einzeln zu schreiben, beauftragte er uns, seinen Dank auf diesem Wege der Gesamtheit der Stifter auszusprechen.

Berlin, 27. April 1928.

(gez.) M. Born A. Einstein M. v. Laue
E. Schrödinger A. Sommerfeld

Berichtigung.

Im Aufsatz Marx-Kappler, Die Messung der Verschiebung negativer Träger in Flammen (diese Zeitschr. **29**, 261 ff.) ist ein störender Druckfehler stehen geblieben:

Auf Seite 266 rechte Spalte, 13. Zeile von unten muß es statt

$$K_2 \sim \frac{1}{\sqrt[4]{n}}, \quad K_2 \sim \sqrt[4]{n}$$

heißen und Seite 267 statt „mit der Wurzel", „umgekehrt wie die Wurzel".

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der o. Professor an der Universität Leipzig Dr. Georg Wentzel zum ord. Professor der mathematischen Physik ebenda, Dr. Ing. Willy Steidinger vom Montan-Bureau der Siemens-Schuckert-Werke zum ord. Professor der theoretischen Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Karlsruhe, der Observator am Geodätischen Institut in Potsdam Dr. Erich Brennecke zum ord. Professor für Geodäsie an der Technischen Hochschule in Berlin, der Honorarprofessor an der Universität Breslau Dr. Walter Herz zum ord. Professor für physikalische Chemie ebenda, der Privatdozent an der Universität Berlin Dr. Julius Bartels zum a. o. Professor für Meteorologie und Geodäsie an der Forstakademie Eberswalde, die a. o. Professoren an der Masaryk-Universität in Brünn Dr. Josef Frejka (Organische Chemie) und Dr. Antonin Simek (Theoretische und physikalische Chemie), sowie Dr. Vaclav Kubelka (Tier- und Pflanzenchemie) an der Tschech. Technischen Hochschule daselbst und Dr. E. Svags (Gerichtliche Chemie und Giftanalyse) von der Böhmischen Technischen Hochschule in Prag zu a. o. Professoren an der letzteren Hochschule, der Privatdozent an der Universität Wien Dr. Leopold Victoris zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität Innsbruck, der Privatdozent der Universität Berlin Dr. Ad. Hammerstein zum a. o. Professor der Mathematik ebenda, der Privatdozent an der Universität Greifswald Dr. Karl Reinhardt zum ord. Professor der Mathematik ebenda, Dr. K. Menger zum a. o. Professor für Geometrie an der Universität Wien, der Privatdozent für Chemie an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Wilhelm Bachmann zum a. o. Professor ebenda, der Professor der Chemie an der New York University James Kendell in gleicher Eigenschaft an der Universität Edinburgh, der a. o. Professor an der Universität Königsberg Dr. Gerhard Hoffmann zum ord. Professor der Physik an der Universität Halle, der a. o. Professor für Mathematik, insbesondere darstellende Geometrie, an der Universität München Dr. Friedrich Hartogs zum ord. Professor ebenda, Dr. I. C. Earl zum Professor für reine und angewandte organische Chemie an der Universität Sydney, Dr. W. E. Gibbs zum Ramsay-Professor für chemische Technologie an der Universität London, Dr. Ing. O. Quadrat, Dr. Ing. R. Hac und Dr. Aug. Ondley zu ord. Professoren der reinen und angewandten Chemie an der Böhmischen Technischen Hochschule Prag.

Beurlaubt: Der a. o. Professor der physikalischen Chemie an der Universität Berlin Dr. John Eggert (zwecks Übernahme der Leitung der wissenschaftlichen Abteilung der I. G. Farbenindustrie in Wolfen).

Neuer Lehrauftrag: Der a. o. Professor an der Universität Berlin Dr. Wilhelm Westphal mit der Leitung des physikalischen Praktikums an der Technischen Hochschule daselbst.

Ehrung: Dem ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Berlin Geh. Reg. Rat Dr. Max Planck der Adlerschild des Reichspräsidenten.

Rücktritt vom Lehramt: Professor der Chemie an der Yale University Dr. John Johnston und Professor der Physik am California Institut of Technology Dr. Milliken (zwecks Übernahme des neuen Forschungsinstitutes der United Steel Corporation), der a. o. Professor der physikalischen Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Alfred Reis (zwecks Übernahme des Hauptlaboratoriums des Vereins für chemische und metallurgische Produktion in Aussig).

Gestorben: Der Abteilungsvorsteher am Geodätischen Institut in Potsdam Professor Dr. Bernhard Weinach, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Rostock Geheimer Hofrat Dr. Otto Staude, der Professor der Chemie an der Harvard University in Cambridge USA Theodore William Richards, der Professor für allgemeine Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Mailand Dr. Riccardo Arno, der ord. Professor der pharmazeutischen Chemie an der Universität Marburg Geh. Regierungsrat Dr. Johannes Gadamer, der ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Wien Hofrat Dr. Emil Müller, der ord. Honorarprofessor für Mathematik an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Ludwig Schleiermacher, der ord. Professor der Mathematik an der deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Emil Waelsch, der Professor der Technischen Chemie an der Technischen Hochschule München Geh. Regierungsrat Dr. Gustav Schultz.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.